

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

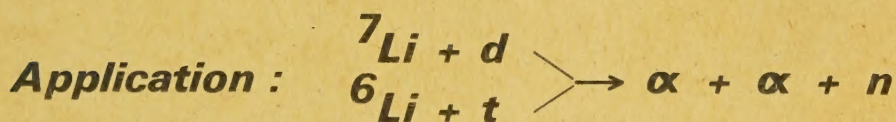
pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Brigitte BILWES - BOUROTTE

**Méthode expérimentale d'étude des réactions
nucléaires à trois particules**



Soutenue le 18 Avril 1969 devant la Commission d'examen :

Mme D. MAGNAC - VALETTE

Président

M. G. MONSONEGO

M. A. KNIPPER

M. P. DEPOMMIER

}

Examineurs

Membre invité



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41553609_0022

THÈSE

présentée

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

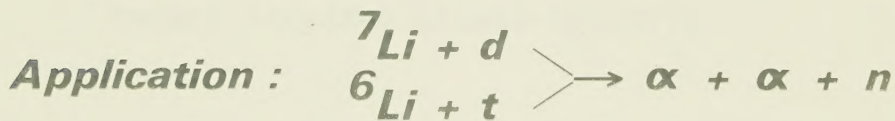
pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Brigitte BILWES - BOUROTTE

***Méthode expérimentale d'étude des réactions
nucléaires à trois particules***



Soutenue le 18 Avril 1969 devant la Commission d'examen :

Mme D. MAGNAC-VALETTE

Président

M. G. MONSONEGO

M. A. KNIPPER

M. P. DEPOMMIER

}

Examineurs

Membre invité



METHODE EXPERIMENTALE D'ETUDE DES REACTIONS NUCLEAIRES
A TROIS PARTICULES

APPLICATION : ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$

par

Madame Brigitte BILWES-BOUROTTE

A Madame D. MAGNAC-VALETTE

Directeur du Laboratoire des Basses Energies
Professeur à la Faculté des Sciences

A mes Parents,

A mon Mari,

Hommage de profonde gratitude

UNIVERSITE DE STRASBOURG

FACULTE DES SCIENCES

Doyen : Professeur J.H. VIVIEN

Doyen Honoraires : A. KIRRMANN, P. LACROUTE, H.J. MARESQUELLE, G. MILLOT

Professeurs Honoraires : P. DE BEAUCHAMP, L. BOISSELET, H. CARTAN, G. CERF, C. CHABAUTY, A. CHRETIEN, J. DENY, Ch. EHRESMANN, M. FRECHET, M^{le} S. GILLET, A. HEE, R. HOCART, A. KIRRMANN, G. LEMEE, P. L'HERITIER, A. LICHNEROWICZ, L. NEEL, Ch. SADRON, E. TERROINE, H. VILLAT, H. WEISS, Et WOLFF, J. YVON.

Maître de Conférences Honoraire : R. WEIL

Professeurs :

H.J. MARESQUELLE	T.	Biologie végétale
H. FORESTIER	T.	Chimie générale
J. ROTHE	T.	Physique du Globe
P. LACROUTE	T.	Astronomie
J.H. VIVIEN	T.	Zoologie et Embryologie expérimentale
A. MAILLARD	T.	Physicochimie du Pétrole
S. GORODETZKY	T.	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	T.	Mécanique des Fluides
J. BYE	T.	Chimie Physique
R. LOMBARD	T.	Chimie organique
M ^{le} M. PEREY	T.	Chimie nucléaire
S. GOLDSZTAUB	T.	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	T.	Biologie générale
H. BENOIT	T.	Physicochimie macromoléculaire
P. CUER	T.	Physique générale et Physique Corpusculaire
G. MILLOT	J.	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	T.T.P.	Physique du Globe
H. SAUCIER	T.T.P.	Minéralogie
R. ROHMER	T.	Chimie minérale
M ^{le} A. GAGNIEU	T.T.P.	Botanique
S. NIKITINE	T.	Physique générale
F. STUTINSKY	T.	Physiologie générale
B. WURTZ	T.T.P.	Chimie biologique
J. BRENET	T.	Electrochimie
G. OURISSON	T.T.P.	Chimie
A. COCHE	T.T.P.	Physique Nucléaire
R. CERF	T.	Physique générale
J. FRENKEL	T.T.P.	Mathématiques
P. TAGLANG	T.	Physique
J.P. LONCHAMP	T.T.P.	Physique
A. DELUZARCHE	T.T.P.	Chimie
J.B. DONNET	T.T.P.	Chimie Physique
R. ARMBRUSTER	T.T.P.	Physique
A. ROCHE	T.T.P.	Physique du Globe
L. HIRTH	T.	Microbiologie
A. SIGOT	P.S.C.	Zoologie
A. FUCHS	T.	Mécanique rationnelle

A. GALLMANN	T.T.P.	Physique
P. MIALHE	T.T.P.	Physiologie animale
J.P. EBEL	T.	Chimie biologique
J. PAPROD	T.T.P.	Chimie
R. WEY	T.T.P.	Chimie
Mme D. MAGNAC	T.T.P.	Physique
M. DAUNE	P.S.C.	Physique
J.P. ADLOFF	T.T.P.	Chimie nucléaire
D. BERNARD	T.T.P.	Méthodes mathématiques de la physique
E. DANIEL	T.	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	T.	Physique
J. GEMILLARD	T.T.P.	Mécanique des Fluides
P. CARTIER	T.	Mathématiques
G. REEB	T.	Topologie
R. CHAUVIN	T.	Psychophysique
J. WUCHER	P.S.C.	Physique
Mme BRINI M.	P.S.C.	Chimie
R. BARD	P.S.C.	Physique
H. DURANTON	P.S.C.	Botanique
R. WEISS	T.T.P.	Chimie
P. FEDERLIN	T.T.P.	Chimie
J. LERAY	P.S.C.	Physique
J.P. SCHWING	P.S.C.	Chimie
M. SIESKIND	P.S.C.	Physique
R. MONSONER	T.	Physique Théorique
P. GABRIEL	T.T.P.	Mathématiques
C. WIPPLER	T.	Physicochimie des Hauts Polymères in-
P.A. MEYER	T.T.P.	Mathématiques industriel
G. WEILL	P.S.C.	Physique
J.M. BLOCH	T.	Chimie
A. CLAUS	P.S.C.	Chimie
E. FOLLENIUS	P.S.C.	Zoologie
J. LUCAS	P.S.C.	Géologie
J.J. THIEBOLD	P.S.C.	Biologie animale
G. GLAESER	T.	Mathématiques
J.H. WEIL	P.S.C.	Chimie biologique
D. FOATA	P.S.C.	Mathématiques

Professeurs associés :

A. BANDERET (E.A.H.P.) - P. CLELAND (Physique) - G. PEROLD (Chimie) - J. SAMPSON (Math.)

Maîtres de conférences :

H. DANAN	Physique
Mme WINTER Chr.	Physique
J.P. EBERHART	Minéralogie
Mme D. CAGNIANT	Chimie
X. FERNIQUE	Mathématiques
J. STREITH	Chimie
F. GAUTIER	Physique propédeutique

G. SUTTER	Physique électronique
J.M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
Fr. LACROUTE	Biologie végétale
A. GIRARDIE	Biologie animale
M. GOUNOT	Botanique
J. DEHAND	Chimie minérale
J. PRADINES	Mathématiques
F. BECKER	Physique mathématique
M. KAROUBI	Mathématiques
A. MIGNOT	Mathématiques appliquées
R. VOLTZ	Physique théorique
A. MICHARD	Géologie
J.M. GIRAUD	Mathématiques
Y. BOULANGER	Chimie biologique
D. DACUNHA -CASTELLE	Mathématiques
J.P. BRETAGNOLLE	Mathématiques
J.J. RIEHL	Chimie
C. DELLACHERIE	C.L. Mathématiques

Maîtres de Conférences associés :

V. AVANISSIAN (Mathématiques) - J. APSIMON (Chimie) - R. CAIROLI (Mathématiques) -
 E. DADE (Mathématiques) - H. GOLDWHITE (Chimie) - G. LETTA (Mathématiques) -
 G. RINEHART (Mathématiques) - M. SZYMONA (Chimie Biologique) -

Secrétaire général de la Faculté : G. SAINT PE.

P L A N

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>I CINEMATIQUE DES REACTIONS NUCLEAIRES A PLUSIEURS PARTICULES DANS LA VOIE DE SORTIE</u>	4
I-1 Cas de n particules	5
I-2 Etude détaillée du cas de 3 particules	9
<u>II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX</u>	20
II-1 Dispositifs mécaniques	21
II-2 Dispositifs électroniques	29
II-3 Exploitation numérique des résultats expérimentaux	42
<u>III MISE EN EVIDENCES DES DIFFERENTS PROCESSUS INTERVENANT DANS LES REACTIONS ${}^7\text{Li}+d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$</u>	50
III-1 Mise en évidence de la cassure α des niveaux de 16,6 et 16,9 MeV du ${}^8\text{Be}$ par ${}^7\text{Li}+d \rightarrow n + {}^8\text{Be}$ ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$	54
III-2 Recherche de niveaux se cassant par voie α entr 17 et 20 MeV d'excitation dans le ${}^8\text{Be}$ ${}^7\text{Li} + d$ ${}^6\text{Li} + t$ $\rightarrow n + {}^8\text{Be}$ ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$	67
III-3 Recherches de transitions γ de faibles énergies dans le ${}^8\text{Be}$ et le ${}^9\text{Be}$	76
III-4 Formation intermédiaire de ${}^5\text{He}$ - Recherche du premier état excité	83
III-5 Tripartition directe. Niveau de 11,4 MeV du ${}^8\text{Be}$	90
III-6 Conclusions	31

IV	<u>ETUDE QUANTITATIVE DES PROCESSUS PREPONDERANTS DANS LES REACTIONS ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$</u>	94
IV-1	Sections efficaces de références - cibles	97
IV-2	Courbes d'excitations ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t$	104
IV-3	Réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha)$ et ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$	113
IV-4	Réactions ${}^7\text{Li}(d,n)$ et ${}^6\text{Li}(t,n){}^8\text{Be}(H)$ avec H = 16.63, 16.92 et 19.9 MeV	128
V	<u>DESCRIPTION DES NIVEAUX DU ${}^8\text{Be}$ ENTRE 16 ET 20 MeV</u>	149
V-1	Résultats expérimentaux obtenus pour les niveaux de parité naturelle dans ce domaine	150
V-2	Interprétation théorique à l'aide d'un modèle déformé traité dans le cadre de l'approxima- tion Hartree-Fock	167
	<u>CONCLUSION</u>	181
	<u>APPENDICE A : Calcul du taux de pertes du dispositif X-Y à bande perforée</u>	183
	<u>APPENDICE B : Organigramme du programme D.A.S. : Dépouil- lement automatique de spectres</u>	187
	<u>APPENDICE C : Méthode de simulation</u>	190
	<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	198
	<u>TABLE DES FIGURES ET TABLEAUX</u>	202

I N T R O D U C T I O N

Le spectre de l'énergie des particules émises dans une direction donnée lors d'une réaction nucléaire entre noyaux légers, est assez caractéristique. On observe des pics définis, correspondant à la formation de noyaux résiduels dans des états discrets, superposés à des fonds continus. Ces fonds continus présentent parfois des bosses dont l'allure change avec l'angle d'observation et l'énergie incidente. Ceci a contribué dans certains cas à créer des confusions. Certains auteurs ont fait correspondre ces groupes larges à la formation d'un noyau résiduel dans un état discret ayant une grande largeur. De faux niveaux ont ainsi été épisodiquement découverts. Mais en général et surtout avant 1960, ces continuums ont été justifiés par des cassures directes en trois particules.

Cette explication n'est toutefois pas très satisfaisante. Sans pouvoir nier a priori l'existence de telles réactions sans étapes intermédiaires, il est évident que des réactions séquentielles ayant lieu en deux ou plusieurs étapes peuvent expliquer une partie ou peut-être l'ensemble des continuums observés.

En effet, si l'on obtient un groupe monoénergétique correspondant à la formation d'un noyau dans un état virtuel, cet état étant par définition instable, les particules de cassure doivent logiquement, elles aussi, être observées. Celles-ci ont une distribution en énergie continue entre certaines limites. Cette remarque est d'autant plus valable pour les noyaux légers où de nombreux noyaux sont instables par rapport à la cassure en particules même dans leur état fondamental.

D'autre part, si l'on considère le cas particulier de réactions induites par d, t, ^3He , on constate qu'elles sont souvent très exothermiques à cause de la faible énergie de liaison de ces projectiles.

Les différentes voies de sortie en compétition sont alors nombreuses (émission p, n, ...). Il est alors possible de former des états d'excitation élevée. Dans ce cas, les particules provenant de la cassure d'un tel niveau ont des énergies comparables à celles des particules émises dans une réaction à une étape avec formation du noyau résiduel dans un état d'excitation faible. Ces continuums perturbent donc l'ensemble du spectre. De plus, si l'on ne discrimine pas les particules suivant leur nature, les deux morceaux de la cassure, tous deux légers, peuvent intervenir et compliquer l'analyse de ces fonds.

Dans le but de prouver la prépondérance des réactions séquentielles par rapport aux réactions directes à 3 particules, nous avons mis au point une méthode expérimentale permettant de discriminer entre les différents processus. Nous avons appliqué cette méthode à l'analyse des réactions $^7\text{Li} + \text{d}$ et $^6\text{Li} + \text{t} \rightarrow \alpha + \alpha + \text{n}$.

Ces réactions sont particulièrement favorables car leurs bilans sont élevés, les deux particules émises sont identiques et les réactions en compétition sont peu nombreuses.

Cette étude permet en outre de déterminer certaines caractéristiques de noyaux intermédiaires formés (^8Be et ^5He) dans des états d'excitation donnés.

Dans la première partie, nous exposons une étude cinématique des réactions à trois particules.

La seconde partie est consacrée à la description des techniques utilisées.

La troisième partie donne les résultats de l'analyse qualitative de ces deux réactions, la mise en évidence des différentes étapes possibles.

Dans la quatrième partie nous déterminons de façon plus quantitative les différents paramètres qui interviennent dans ces réactions.

Dans une dernière partie nous donnons un résumé des différents résultats expérimentaux obtenus dans l'étude des niveaux du ^8Be entre 16 et 20 MeV et nous interprétons ceux-ci à l'aide d'un modèle déformé traité dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock.

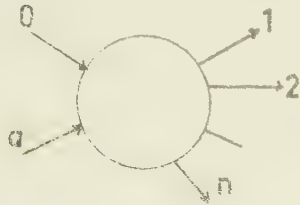
CHAPITRE I CINEMATIQUE DES REACTIONS NUCLEAIRES A
 PLUSIEURS PARTICULES DANS LA VOIE DE SORTIE

I-1 Cas de n particules - Etude générale

I-2 Etude détaillée du cas de 3 particules

I-1 CAS DE N PARTICULES - ETUDE GENERALE

Considérons une réaction du type $0 + a \rightarrow 1 + 2 + \dots n$
 0 étant le projectile, a la cible.



Les lois de conservation de la mécanique classique nous permettent d'écrire :

$$\left. \begin{aligned} \vec{P} &= \vec{p}_0 + \vec{p}_a = \sum_{i=1}^n \vec{p}_i \\ U &= E_0 + E_a + Q = \sum_{i=1}^n E_i \end{aligned} \right\} (1-a)$$

où $\vec{p}_i$ est la quantité de mouvement de la particule i, E_i son énergie, Q le bilan total de la réaction, soit

$$Q = c^2(m_a + m_0 - \sum_{i=1}^n m_i)$$

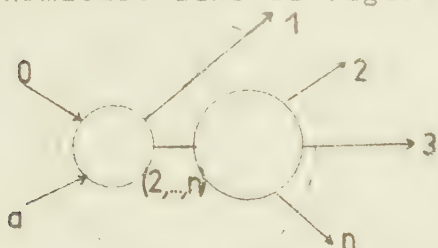
Nous avons en outre introduit un vecteur $\vec{P}$ et une énergie U.

Ces équations sont valables quel que soit le système de référence considéré. Notons toutefois que dans le système du laboratoire $\vec{P} = \vec{p}_0$ ($\vec{p}_a = 0$) et $U = E_0 + Q$ et dans le système du centre de masse $\vec{P} = 0$ ($\vec{p}_a = -\vec{p}_0$) et $U = E_0 + E_a + Q$.

Le système (1-a) est équivalent à un système de quatre équations scalaires. Le nombre de degré de liberté du système des n particules est donc $v = 3n - 4$. Remarquons que ce résultat est indépendant de toute hypothèse faite sur le mécanisme de la réaction.

Dans le cas où la réaction a lieu par étapes, le nombre de degré de liberté est réduit.

Considérons par exemple un mécanisme en deux étapes schématisé dans la figure suivante :



Nous pouvons écrire les systèmes d'équations

$$\left. \begin{aligned} \vec{P} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_{2, \dots, n} \\ U_1 &= E_1 + E_{2, \dots, n} \end{aligned} \right\} \text{(1-b) pour la première étape}$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}_{2, \dots, n} &= \sum_{i=2}^n \vec{p}_i \\ U_2 + E_{2, \dots, n} &= \sum_{i=2}^n E_i \end{aligned} \right\} \text{(1-c) pour la seconde étape}$$

avec $U_1 = E_0 + E_a + Q_1$

$$U_2 = Q_2$$

et $Q_1 + Q_2 = Q$

La combinaison de ces deux systèmes nous permet de retrouver le système (1-a). Autrement dit, au point de vue cinématique un processus par étapes n'est qu'un cas particulier du processus en une seule étape le plus général. Néanmoins l'existence d'une étape supplémentaire introduit trois nouveaux paramètres liés à la détermination de $\vec{p}_{2, \dots, n}$

et quatre équations scalaires supplémentaires. Le nombre de degrés de liberté dans un tel processus devient $v = 3n - 5$.

Ce résultat se généralise rapidement dans le cas de r étapes intermédiaires. On a $v = 3n - 4 - r$ avec $r \leq n - 2$.

Nous étudierons quelques cas particuliers.

I-1-1 $n = 2$

Dans le cas d'une réaction à deux corps $v = 2$ (r est nul). Si l'on fixe expérimentalement deux degrés de liberté, le système est entièrement déterminé ($v' = 0$). (Nous appelons v' le nombre de degrés de liberté final de l'expérience.)

Les paramètres $(\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2, E_1, E_2)$ θ, φ étant les angles polaires et azimutaux d'émission des deux particules par rapport à $\vec{p}_0$, E leur énergie, constituent un ensemble de paramètres possibles pour définir le système. Considérons deux exemples de choix des deux paramètres que l'on veut fixer.

A) θ_1 et φ_1 sont fixés.

Ceci est réalisé expérimentalement en plaçant un détecteur dans une direction fixe. Dans ce cas E_1 est bien déterminé. Nous obtenons un spectre discret ne dépendant que des valeurs de U . Nous retrouvons ainsi un résultat bien connu. En fait dans le cas où les particules ne sont pas polarisées, il existe une symétrie de révolution autour de $\vec{p}_0$, φ_1 peut donc rester libre. Un détecteur annulaire d'axe colinéaire au faisceau incident, définissant suivant son ouverture un angle θ_1 , détecte les mêmes groupes monocinétiques qu'un détecteur ordinaire placé dans une direction donnée.

B) On fixe φ_1 et φ_2

Ceci correspond, par exemple, au cas d'une cible gazeuse dans laquelle on place deux détecteurs. θ_1 et θ_2 ne sont pas définis. Mais si nous détectons les particules 1 et 2 en coïncidence les valeurs de E_1 et de E_2 seront discrètes ($v' = 0$) (la coïncidence sert en fait à "marquer" un même événement).

I-1-2 $n = 3$

Pour une réaction en une étape ($r = 0$) le système a 5 degrés de liberté. L'observation de ces particules par un détecteur de direction donnée limite le nombre de degrés de liberté à 3. Dans ce cas l'énergie des particules détectées n'est pas définie. On obtient des distributions continues en énergie dans les spectres.

Si la réaction a lieu avec une étape intermédiaire ($r = 1$) et si on observe avec un seul détecteur, le système a encore deux degrés de liberté. Ainsi à une énergie E_1 déterminée du spectre correspond une infinité de configurations angulaires (dans ce cas $v' = 1$). Un seul détecteur est donc insuffisant pour l'étude de telles réactions.

L'utilisation de deux détecteurs fixe les paramètres $\theta_1, \varphi_1, \theta_2, \varphi_2$. Si $r = 0$ on a $v' = 1$. Il existe dans ce cas une relation $f(E_1, E_2) = 0$ entre les énergies des particules observées par chacun des détecteurs. S'il existe une étape intermédiaire définie $r = 1$, le système est entièrement déterminé ($v' = 0$) et E_1 et E_2 ont des valeurs discrètes.

Nous reprendrons dans la partie I-2 plus en détail l'étude des réactions à trois corps.

I-1-3 $n = 4$

Dans ce cas $v = \theta - r$ avec $r \leq 2$. Si on utilise deux détecteurs donc si (θ_1, φ_1) et (θ_2, φ_2) sont fixés, v' varie entre 4 et 2 si le nombre d'étapes intermédiaires varie entre 0 et 2. Cela signifie que même dans un processus avec étapes intermédiaires, les points (E_1, E_2) sont répartis sur une surface. Il peut donc devenir nécessaire d'utiliser trois détecteurs pour analyser de tels mécanismes.

I-2 ETUDE DETAILLEE DU CAS A TROIS PARTICULES

Nous supposerons dans cette étude que la particule 1 atteint le détecteur 1, la particule 2 le détecteur 2. Il est bien sûr nécessaire en pratique de tenir compte des cas symétriques.

I-2-1 Courbes de tripartition directe

Ecrivons le système d'équations (1-a) dans le cas de trois particules.

$$\left. \begin{aligned} (\vec{p}_3)^2 &= [\vec{P} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2]^2 \\ E_3 &= U - E_1 - E_2 \end{aligned} \right\} \quad (2-a)$$

On en déduit

$$\begin{aligned} 2m_3(U - E_1 - E_2) &= P^2 + p_1^2 + p_2^2 - 2Pp_1 \cos \theta_1 - 2Pp_2 \cos \theta_2 \\ &\quad + 2p_1 p_2 \cos \theta_{12} \end{aligned}$$

Les notations sont les suivantes :

$\vec{p}_i = |\vec{p}_i|$, θ_i est l'angle polaire de la particule i ,
 θ_{12} l'angle $(\vec{p}_1, \vec{p}_2)$.

Cette équation s'écrit :

$$p_1^2 \left(1 + \frac{m_3}{m_1}\right) + 2 p_1 p_2 \cos \theta_{12} + p_2^2 \left(1 + \frac{m_3}{m_2}\right) - 2 P p_1 \cos \theta_1 - 2 P p_2 \cos \theta_2 + P^2 - 2 m_3 U = 0 \quad (2-b)$$

Dans le système d'axes orthogonaux, p_1, p_2 , cette équation décrit une ellipse. Mais seules les branches dans le premier quadrant ont un sens physique.

Si les directions des deux détecteurs et le faisceau incident sont coplanaires, $\theta_{12} = \theta_1 + \theta_2$. Sinon le calcul de θ_{12} fait intervenir les angles azimutaux φ_1, φ_2 sous forme de différence en raison de la symétrie de révolution autour de $\vec{p}_0$.

Dans le système du centre de masse, $\vec{P} = 0$
 la quadrique (2-b) s'écrit :

$$p_1^2 \left(1 + \frac{m_3}{m_1}\right) + p_2^2 \left(1 + \frac{m_3}{m_2}\right) + 2 p_1 p_2 \cos \theta_{12} - 2 m_3 U = 0 \quad (2-c)$$

Quelles que soient les configurations choisies, toutes ces ellipses ont un point commun sur les deux axes

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = 0 \\ (p_2)_0 = \sqrt{\frac{2 m_3 U}{1 + \frac{m_3}{m_2}}} \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} p_2 = 0 \\ (p_1)_0 = \sqrt{\frac{2 m_3 U}{1 + \frac{m_3}{m_1}}} \end{array} \right.$$

Dans le système du laboratoire, cela n'est plus vrai. De plus, si on se place dans le plan des énergies E_1, E_2 les courbes ne sont plus des ellipses. La figure I-1 donne un réseau de telles courbes correspondant à différentes configurations coplanaires de détecteurs dans la réaction ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$. Le détecteur 1 reste fixe, les particules 1 et 2 sont les deux particules α . Notons le déplacement plus ou moins rapide de ces courbes en fonction des variations angulaires suivant les domaines.

Nous appellerons ces courbes : courbes de tripartition

I-2-2 Processus par étape

Si $r = 1$ on a $v = 4$. Le choix de deux détecteurs entraîne $v' = 0$. Le système est entièrement défini. Les valeurs E_1, E_2 sont discrètes. Nous observerons dans le plan (E_1, E_2) des groupes définis de particules correspondant aux divers processus par étapes.

A) La particule émise dans la première étape est détectée

Soit par exemple la particule 1, détectée dans θ_1, ψ_1 . On peut écrire le système d'équations

$$\left. \begin{aligned} \vec{P} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_{2,3} \\ U_1 &= E_1 + E_{2,3} \end{aligned} \right\} \quad (2-d)$$

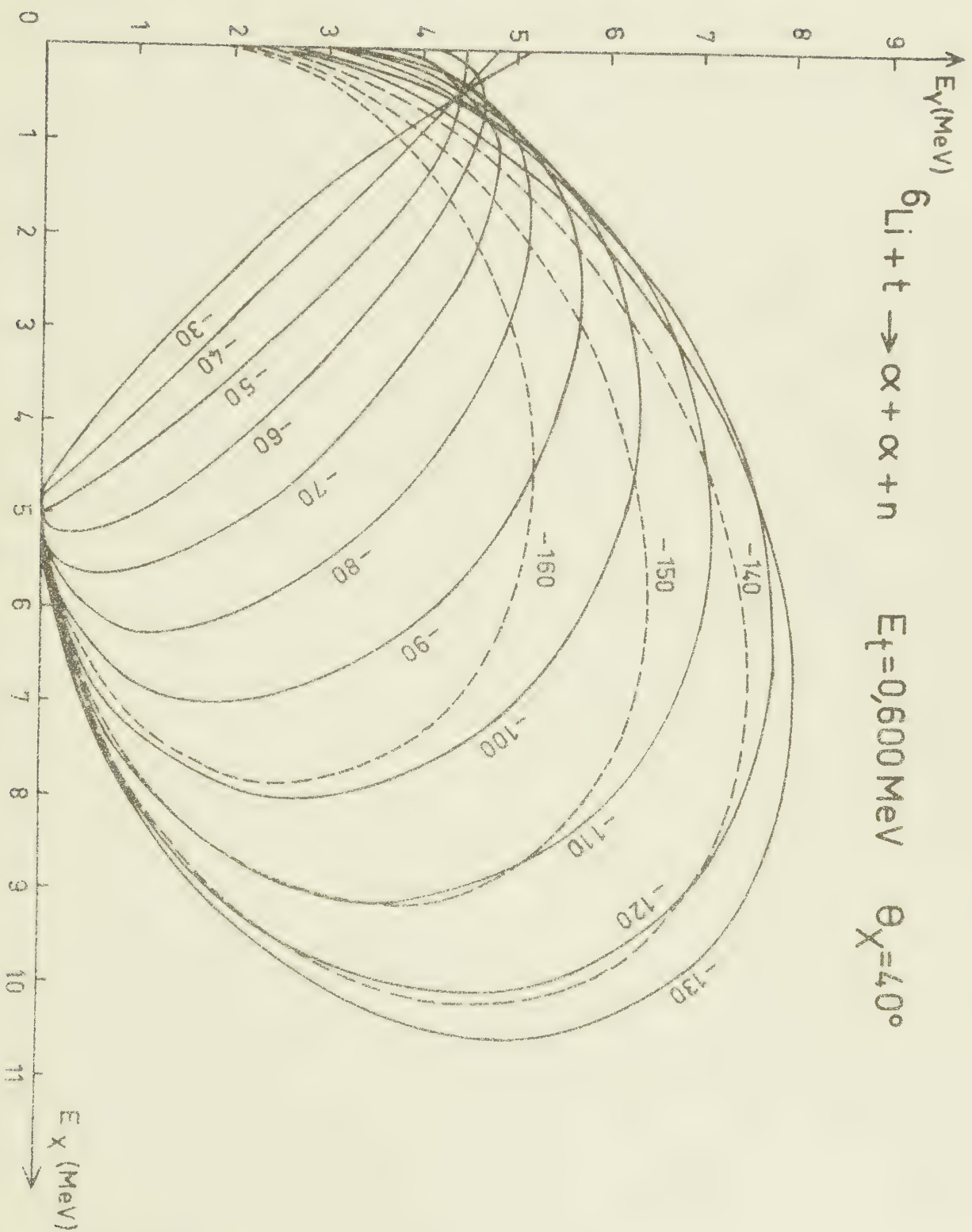
On en déduit :

$$\begin{aligned} p_{2,3}^2 &= (\vec{P} - \vec{p}_1)^2 = (U_1 - E_1)2m_{2,3} \\ \text{et} \quad p^2 + 2pp_1 \cos \theta_1 + p_1^2 \left(1 + \frac{m_{2,3}}{m_1}\right) - 2m_{2,3}U_1 &= 0 \quad (2-e) \end{aligned}$$

${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$

$E_t = 0,600 \text{ MeV}$

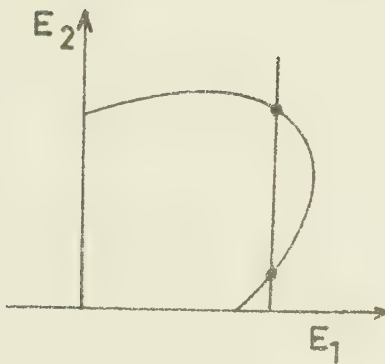
$\theta_X = 40^\circ$



Nous avons donc des valeurs définies de p_1 donc de E_1 pour U_1 et P donnés. Cette équation décrit une ou deux droites parallèles à l'axe E_2 (seules les valeurs $p_1 \geq 0$ ont un sens physique).

Nous avons montré précédemment que le processus par étape n'est qu'un cas particulier de la tripartition directe. Cela revient à dire que dans le plan (E_1, E_2) , toutes les énergies, quel que soit le processus correspondant, seront placées sur la courbe de tripartition. Les énergies correspondant au processus particulier de passage par une étape avec détection de la première particule émise seront à l'intersection des droites définies par (2-e) parallèle à l'axe E_2 et de la courbe de tripartition.

Pour une même étape, il est donc possible d'obtenir de 0 à 4 groupes différents sur ces courbes.



B) La particule émise dans la première étape n'est pas observée

Supposons que la particule 3 non observée soit émise en premier. On peut dans ce cas écrire les systèmes d'équations

$$\left. \begin{aligned} \vec{P} &= \vec{p}_3 + \vec{p}_{1,2} \\ U_1 &= E_3 + E_{1,2} \end{aligned} \right\} \quad (2-f)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}_{1,2} &= \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \\ U_2 + E_{1,2} &= E_1 + E_2 \end{aligned} \right\} \quad (2-g)$$

ce qui entraîne $p_{1,2}^2 = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 2m_{1,2}(E_1 + E_2 - U_2)$.

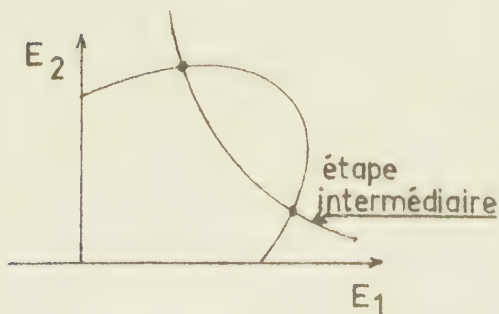
Nous obtenons alors une autre forme quadratique en p_1, p_2

$$p_1^2 \left(1 - \frac{m_{1,2}}{m_1}\right) + p_2^2 \left(1 - \frac{m_{1,2}}{m_2}\right) + 2p_1 p_2 \cos \theta_{12} + 2m_{1,2} U_2 = 0$$

(2-h)

Cette quadrique est une ellipse tangente aux axes.

Dans ce cas les groupes discrets dans le plan E_1, E_2 se situent aux intersections de la courbe de tripartition directe et de la courbe transformée de (2-h) correspondant à ce processus par étape.

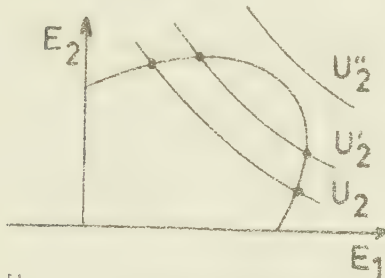


Dans le cas général ces courbes ont au maximum quatre points d'intersection, c'est-à-dire à une étape définie peuvent donc correspondre au maximum quatre groupes de particules.

La courbe (2-h) ne dépend que

de θ_{12} , angle entre $\vec{p}_1$ et $\vec{p}_2$ et de U_2 .

U_2 correspond à l'énergie d'excitation du noyau de recul (1,2) dans la première étape. Donc si le noyau (1,2) peut être formé dans différents états d'excitation, nous obtenons pour une même configuration angulaire, un réseau de courbes



$$U_2'' > U_2' > U_2$$

Nous appellerons les courbes ainsi définies courbes de cassure. Notons que ces courbes ne dépendent pas de l'énergie incidente quel que soit le système de référence considéré.

1-2-3 Cas particulier de processus par étape - Méthode des seuils.

Plaçons-nous dans le système de centre de masse. Dans ce cas $\vec{P} = 0$. Considérons le cas particulier où $U_1 = 0$. soit $U = U_1 + U_2 = U_2$

et restons dans l'hypothèse d'un processus par étape dans lequel la première particule émise n'est pas détectée. Les systèmes d'équations (2-f) et (2-g) s'écrivent

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}_3 + \vec{p}_{1,2} &= 0 \\ E_3 + E_{1,2} &= 0 \end{aligned} \right\} (2-1)$$

ce qui entraîne $E_3 = E_{1,2} = 0$, donc $\vec{p}_{1,2} = \vec{p}_3 = 0$

D'où

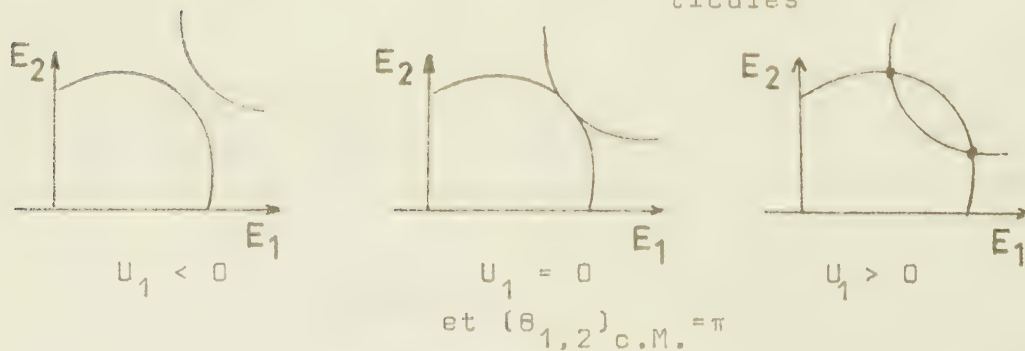
$$\left. \begin{array}{l} \vec{r}_1 = \vec{r}_2 = 0 \\ U = E_1 + E_2 \end{array} \right\} (2-3)$$

La seule solution possible correspond à $(\theta_{1,2})_{C.M.} = \pi$.
On montre dans ce cas que les courbes de tripartition et de cassure sont tangentes.

Ceci reste vrai dans le système du laboratoire.
Soit E_a^s l'énergie incidente telle que U_1 dans le centre de masse soit nulle. Cette énergie correspond à l'énergie de formation au seuil d'un état d'excitation donnée du recul (1,2). Nous appellerons cette énergie : l'énergie-seuil.
Si nous nous plaçons à cette énergie il est nécessaire de choisir une configuration angulaire telle que $(\theta_{1,2})_{C.M.}$ soit égal à π pour pouvoir observer les particules 1 et 2.
Donc si $E_0 < E_0^s$ $U_1 < 0$ la réaction ne peut avoir lieu

$E_0 = E_0^s$ $U_1 = 0$ et pour $(\theta_{1,2})_{C.M.} = \pi$ on observe
un seul groupe de particules

$E_0 > E_0^s$ $U_1 > 0$ on observe deux groupes de particules



L'apparition de ces groupes est nette à condition que le seuil soit bien marqué. Ceci est généralement le cas lorsque la particule 3 est un neutron. Dans le cas contraire où cette particule est chargée, les effets coulombiens inhibent la réaction au voisinage du seuil.

L'utilisation pratique de cette méthode de seuil de neutrons est indiquée dans les chapitres III et IV.

1-2-4 Utilisation de détecteurs de grande ouverture -----

Nous avons vu que dans une réaction à trois corps en une étape $v = 5$. Dans le cas d'une étape intermédiaire $v = 4$. Si nous utilisons deux détecteurs de faible ouverture, nous obtenons une courbe $f(E_1, E_2) = 0$ dans le cas de la tripartition directe, des groupes discrets répartis sur cette courbe dans le cas d'étapes intermédiaires.

Il peut être intéressant dans certains cas de conserver un plus grand nombre de degrés de liberté afin d'avoir plus d'informations dans une seule mesure.

Supposons que l'on fixe un paramètre de moins. Nous aurons alors dans le plan (E_1, E_2) une surface pour le processus de tripartition directe et une courbe pour un processus par étape.

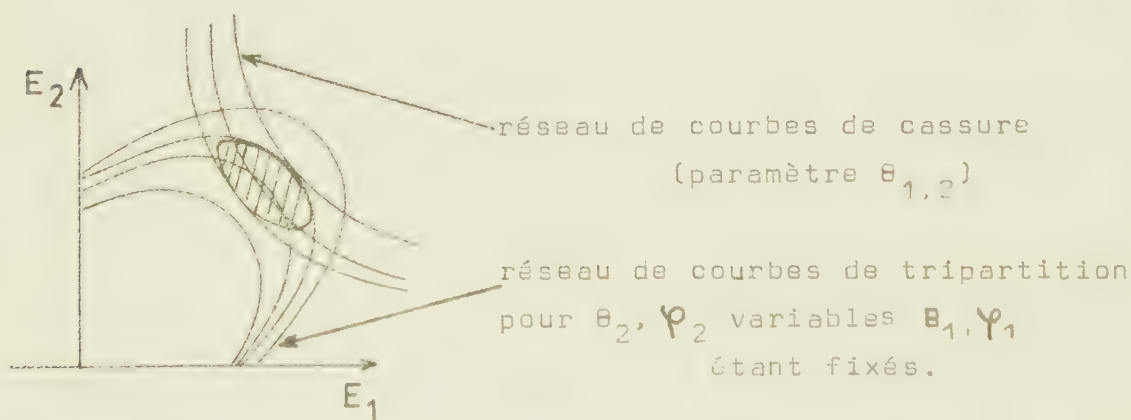
Ceci peut être réalisé expérimentalement en fixant (θ_1, φ_1) et θ_2 tout en laissant φ_2 libre par exemple. La symétrie de révolution autour de $\vec{p}_0$ dans le cas de particules non polarisées permet également de laisser φ_1 libre sans changer les résultats au point de vue cinématique. Un tel dispositif permettrait d'accroître considérablement le rendement. Il faudrait pour cela pouvoir utiliser des détecteurs annulaires ayant comme axe le faisceau. Malheureusement

de tels détecteurs de grand diamètre n'existent pas sur le marché.

Une méthode approchée mais imparfaite consiste à utiliser des détecteurs de grande surface avec des diaphragmes rectangulaires. θ_1 et θ_2 sont ainsi bien définis mais φ_1 et φ_2 sont laissés libres dans un certain domaine.

Pour l'étude d'un processus par étape particulier que l'on sait prépondérant, on peut même conserver deux degrés de liberté.

On peut a priori ne fixer que (θ_1, φ_1) . On a alors $v'=2$. Les événements se répartiront sur une surface dans le plan (E_1, E_2) , intersection du réseau de courbes de tripartition avec le réseau de courbes de cassure de l'étape considérée.



La densité des événements dans cette zone du plan (E_1, E_2) permet alors de tirer des conclusions supplémentaires quant au mécanisme de la réaction. Cependant le calcul analytique de la densité dans cette zone n'est en général pas possible et nous avons préféré avoir recours à une méthode de simulation (cf chapitre IV).

Notons qu'en pratique la zone d'intersection des deux réseaux correspond à un domaine angulaire limité. L'utilisation d'un détecteur de grande surface avec une ouverture angulaire bien choisie peut suffire dans certains cas, notamment au voisinage des seuils.

1-2-5 Remarques

1°) Nous avons supposé dans l'exposé précédent que la particule 1 est détectée dans le détecteur 1, la particule 2 dans le détecteur 2, la particule 3 n'est pas détectée. Ce cas simple est en fait celui que nous étudions dans les réactions ${}^6\text{Li} + t$ et ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$. Dans le cas général de trois particules de nature différente, toutes trois détectables, toutes les combinaisons des trois particules prises 2 à 2 sont possibles. Dans un même spectre X-Y on peut alors avoir six courbes de tripartition directe et un même processus par étape peut donner lieu à 12 groupes discrets sur ces courbes. L'analyse est beaucoup plus compliquée et en général une discrimination de particules s'impose.

2°) Dans le cas où l'on observe le spectre énergétique des particules en coïncidence séparément dans les voies θ_1 et θ_2 , cela revient à considérer les projections de la courbe de tripartition sur l'un et l'autre axe. Les groupes discrets correspondant à des processus par étapes donneront lieu à des groupes discrets dans le spectre projeté. Nous parlerons dans ce cas de méthode de projection.

3°) Une étude cinématique parallèle peut être faite à partir de diagrammes de vitesse. Cette méthode est moins générale, mais plus proche de l'expérience. Nous aurons donc recours à cette description dans certains cas pour rendre plus clair l'exposé.

CHAPITRE II DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

II-1 Dispositifs mécaniques

II-2 Dispositifs électroniques

II-3 Exploitation numérique des résultats expérimentaux

II-1 DISPOSITIFS MECANIQUES

Dans les réactions nucléaires à 3 corps, les particules sont émises dans tout l'espace. L'étude des corrélations entre ces particules devrait donc, en toute généralité, se faire dans 4π . Mais on peut, sans perdre trop d'informations, se limiter au cas des particules émises dans un plan contenant l'axe du faisceau.

Les chambres à réactions que nous avons fait construire ont pour principe de base la grande mobilité des détecteurs dans un tel plan. En pratique l'axe mécanique de la chambre est confondu avec l'axe du faisceau.

La première de ces chambres est en quelque sorte l'ébauche de la seconde. Les études faites avec elle ont permis d'apprécier les qualités et les défauts, de déterminer les caractéristiques nécessaires à de pareilles mesures et nous ont amené à la conception d'une seconde chambre beaucoup plus élaborée.

II-1-1 Première chambre utilisée

Nous décrirons donc très rapidement la première chambre (fig. II-1). Elle est formée d'un cylindre creux de Duralumin, fermée par un double couvercle formé d'une couronne de diamètre 454 mm et d'un couvercle de diamètre 145 mm. Ce petit couvercle est mobile par rapport à la couronne, L'ensemble de ce couvercle double est mobile par rapport au corps de la chambre sans "rompre" le vide, grâce à des roulements à bille. Les détecteurs se déplacent sur des glissières fixées sur ces couvercles. Leurs positions relatives sont donc variables, ainsi que leurs positions par rapport à la direction du faisceau. Quatre glissières fixées sur le fond de la chambre permettent en outre de placer un ou plusieurs détecteurs à des angles donnés. Un porte-cible contenant au maximum trois cibles est fixé sur l'axe du couvercle (fig. II-2).

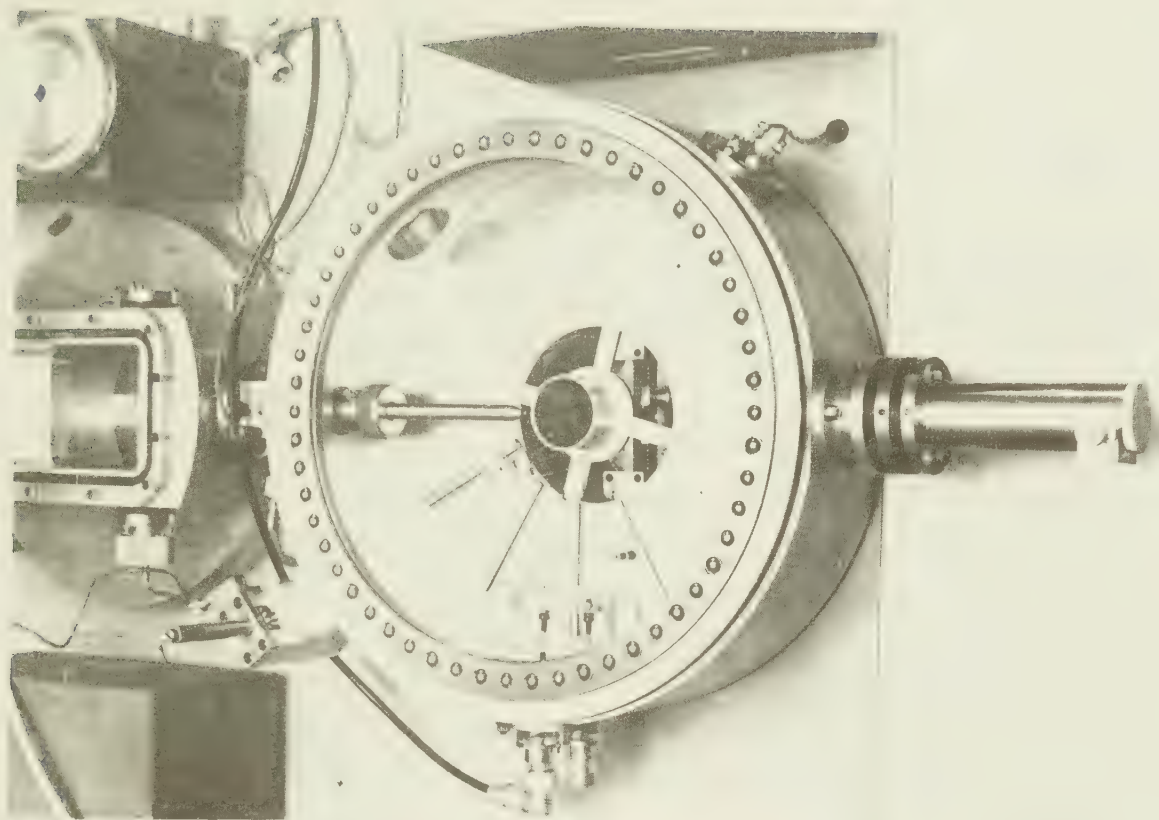


Fig. II-1

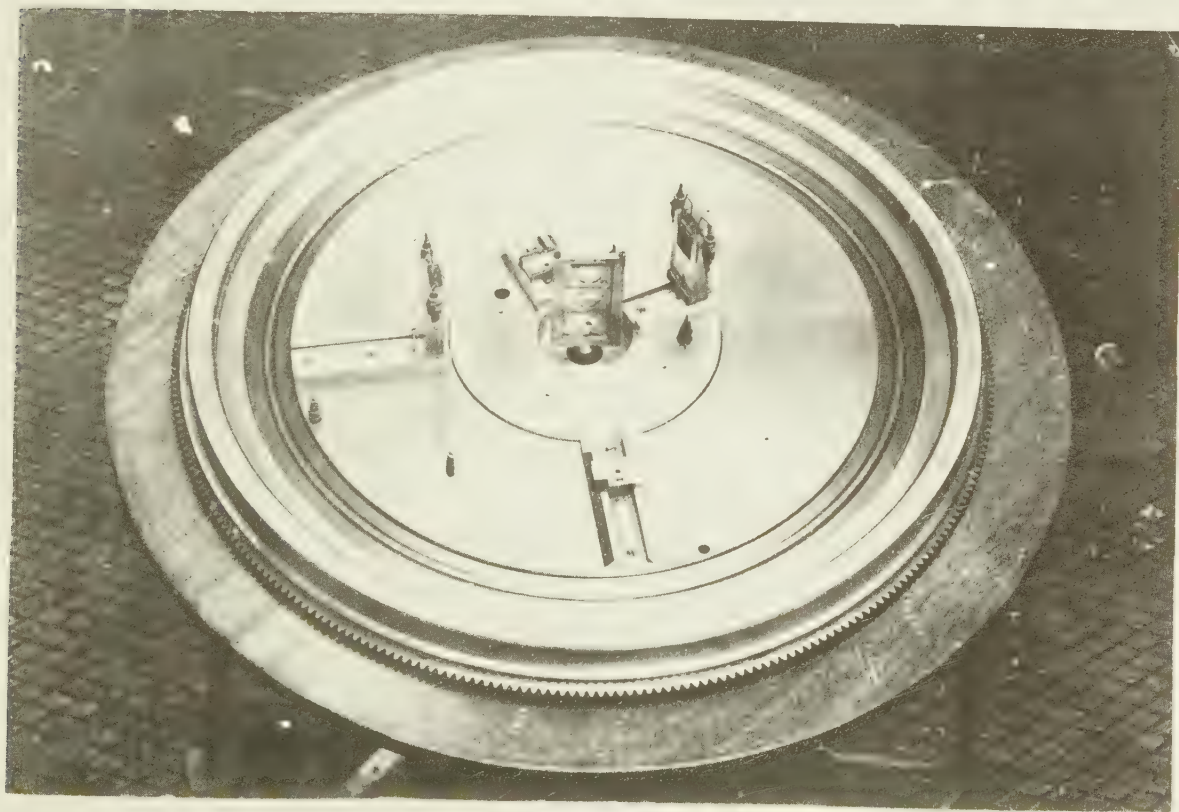


Fig. II-2

II-1-2 Qualités requises d'une chambre à réactions pour l'étude des corrélations de particules

Les premières études de corrélations de particules que nous avons effectuées nous ont permis de définir les critères essentiels d'une chambre de réactions bien adaptée à ce genre de mesures.

1°) Les détecteurs doivent pouvoir décrire la plus grande partie possible du plan. Ceci signifie qu'ils puissent être placés à n'importe quel angle par rapport à la direction du faisceau et d'autre part, que leur distance au centre, donc leurs ouvertures angulaires varient de façon continue entre des limites très différentes.

2°) Il est nécessaire de pouvoir placer le cas échéant des feuilles absorbantes (Al. Au....) devant les détecteurs et même éventuellement de les masquer complètement (cas de l'utilisation en "somme" par exemple).

3°) Les réponses des chaînes de détection en fonction de l'énergie des particules doivent être bien connues sur les deux voies X et Y. Pour cela il est utile de pouvoir introduire dans la chambre, sans trop de difficultés, des sources radioactives. D'autre part, il est intéressant de pouvoir toujours disposer de cibles de natures diverses qui permettent d'obtenir des points d'étalonnage.

4°) Les mesures de corrélations sont à la fois des mesures qui nécessitent une grande définition en énergie et qui, d'autre part, ont généralement un rendement assez faible. Il est donc nécessaire de trouver un compromis pour l'épaisseur des cibles. Le choix de l'épaisseur "optimale" ne peut se faire qu'expérimentalement. Il faut donc pouvoir changer rapidement de cibles. De plus, il est intéressant de disposer de cibles étalonnées pour des mesures de sections efficaces.

5°) La définition angulaire doit être excellente. Nous avons vu dans le premier chapitre, l'étroitesse du domaine angulaire possible de certaines configurations cinématiques. Une erreur de un degré sur les angles peut entièrement fausser les mesures.

II-1-3 Deuxième chambre utilisée

La seconde chambre qui a été construite remplit tous les critères ainsi définis.

Elle conserve une forme cylindrique mais elle est montée de telle façon que ses couvercles soient en position verticale fig. II-3.

De beaucoup plus grand diamètre (600 mm) elle permet de faire varier les angles solides des détecteurs dans un grand domaine. Elle est fermée de chaque côté par des couvercles (A, d'une part, B et C d'autre part sur la figure II-4). Le couvercle (B,C) est double et comporte une couronne de diamètre 600 mm (B) et un couvercle de diamètre 250 mm (C).

Les organes essentiels de cette chambre sont disposés sur ces couvercles :

1°) les détecteurs (5)

2°) une réserve de cibles (8)

3°) un sas (11) qui permet d'introduire dans la chambre soit une source radioactive naturelle pour un étalonnage, soit de nouvelles cibles dans la réserve sans rompre le vide.

I - Les détecteurs

Sur chaque couvercle A,B,C, est fixé un détecteur sur un support (5). Chaque détecteur peut balayer toute la portion d'un plan vertical comprise à l'intérieur de la chambre, par combinaison de deux mouvements.

- un mouvement de rotation engendré par la rotation de chacun des couvercles autour de l'axe zz' .

- un mouvement de translation : chaque support de détecteur coulisse dans un rail. Une tige filetée, mue par un moteur

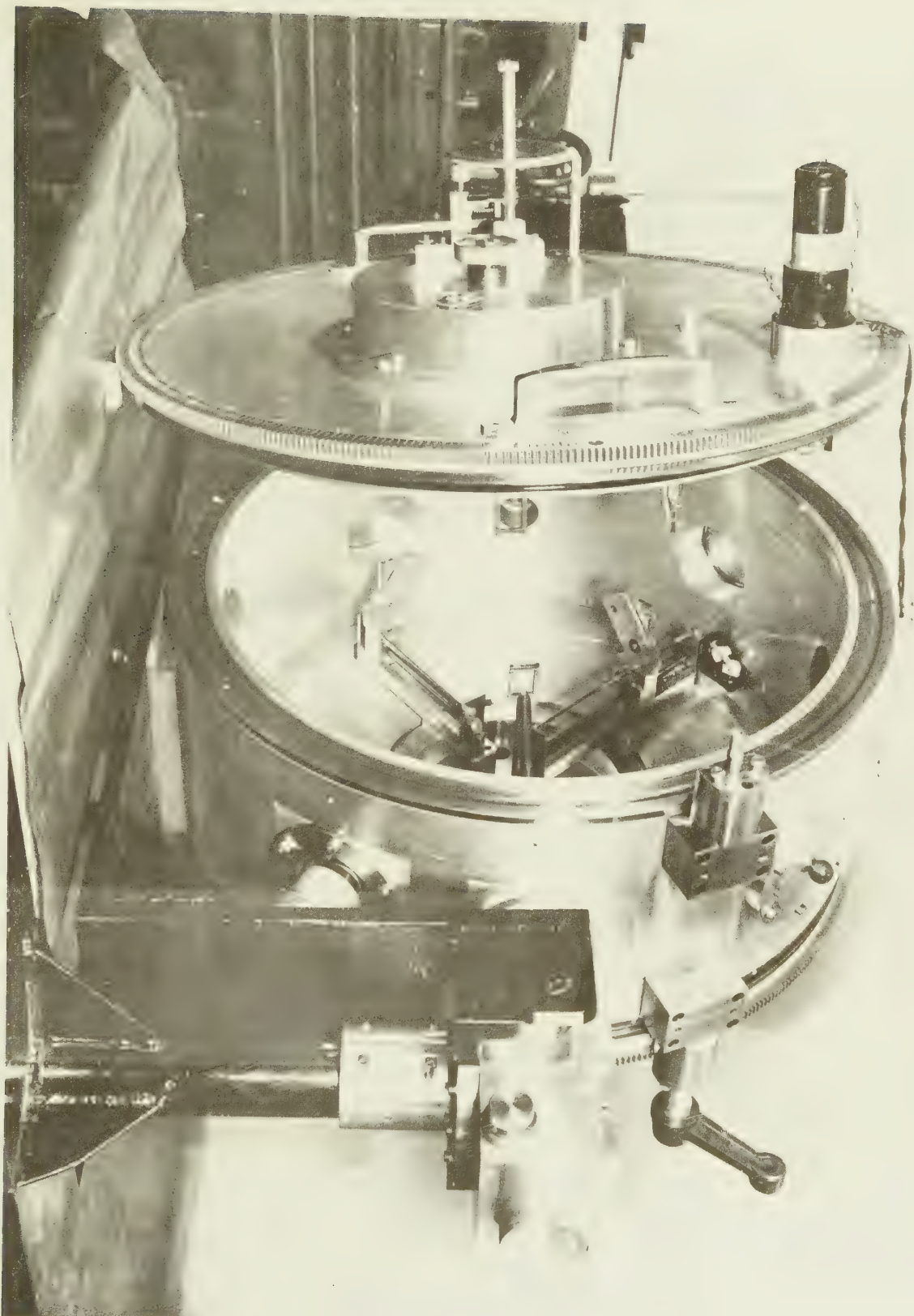
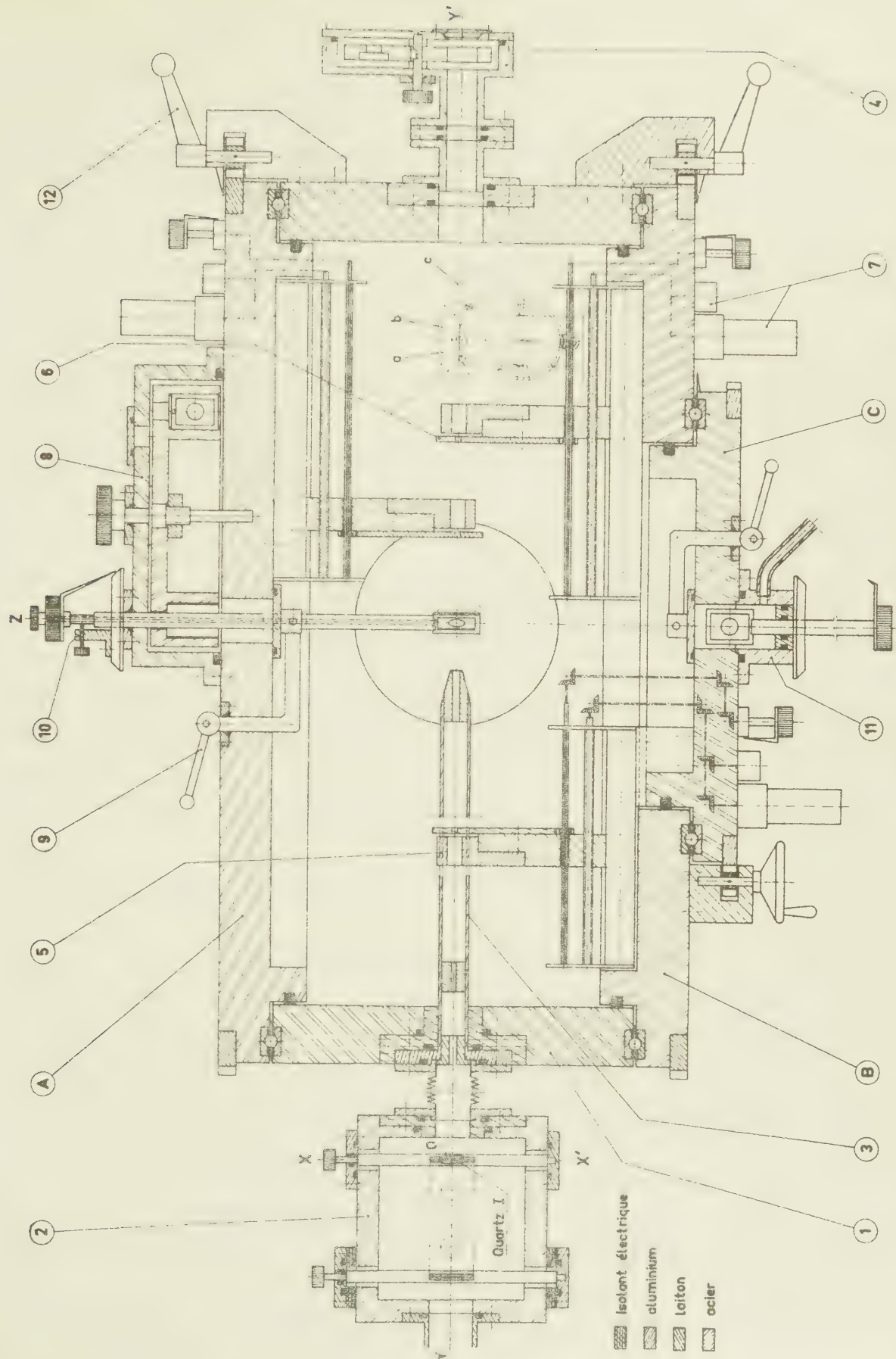


Fig. II-3



COUPE DE LA CHAMBRE DE REACTION

Fig. II - 4

électrique (7) extérieur à la chambre permet de fixer la distance cible-détecteur de 24 à 210 mm.

Devant chaque détecteur est disposée une plaque métallique (6) en forme de secteur denté dont le mouvement est commandé de l'extérieur. Cette plaque a trois positions possibles (a, b, c,) sur la section rabattue en (5) conduisant aux utilisations suivantes :

- 1°) détecteur nu
- 2°) interposition d'une fenêtre métallique entre les particules et le détecteur
- 3°) obturation complète du détecteur.

II - Les cibles

La réserve de cibles (8) contient 29 cibles et un quartz. Les cibles en réserve sont contenues dans un logement (8) vissé sur le couvercle (A). Ce logement cylindrique tourne autour de son axe pour présenter la cible à utiliser dans l'axe du porte -cible. Une vanne (9) permet de conserver les cibles sous vide même lorsque la chambre de réaction est ouverte. Ceci permet de garder intactes des cibles étalonnées pendant plusieurs séries d'expériences.

III - Centrage de la cible sur l'axe du faisceau

On utilise deux quartz distants de 900 mm. Le premier quartz (I) se trouve dans la boîte (2), solidaire du bâti fixe. Le second est placé à l'extrémité de la cage de Faraday. O, centre du quartz (I) est le point de rencontre de l'axe horizontal (XX') et d'un axe vertical. Autour de ces deux axes pivote la tôle coudée servant de support à l'ensemble du montage : chambre à réaction, pompe, etc... Le centre du quartz (II) se déplace donc dans la combinaison de ces deux mouvements sur une portion de sphère centrée en O. Un jeu de trois vis agissant sur l'arrière de la tôle coudée qui supporte la chambre de réactions, permet de déplacer l'ensemble jusqu'à ce que le faisceau passe au centre du quartz situé à l'arrière.

Une fois le centrage effectué, on peut mettre à l'emplacement de la cible, le quartz contenu dans la réserve de cibles et focaliser le faisceau sur ce quartz pour obtenir un impact suffisamment ponctuel.

Cette seconde chambre a été décrite en détail par HOSSENLOPP et coll. (Hoss. 66).

II-2 DISPOSITIFS ELECTRONIQUES

Au cours de ce travail, nous avons utilisé plusieurs dispositifs électroniques, tirant profit, au fur et à mesure, des progrès de la technique et surtout des moyens dont nous pouvions disposer.

Il s'agit donc de solutions de plus en plus perfectionnées au problème posé : Sélection des événements en coïncidence entre deux chaînes de détection, visualisation de ces événements.

Ces améliorations ont porté sur deux points essentiels :

- le circuit de coïncidence
- le stockage des événements

Nous décrirons donc les grandes étapes de ces améliorations.

II-2-1- Montage des jonctions en somme

Ce montage constitue le circuit de coïncidence le plus simple que l'on puisse imaginer et nécessite très peu de matériel : une seule chaîne d'amplification classique et un seul sélecteur multicanal.

Deux détecteurs A et B ont une tension de polarisation et une résistance de charge commune. L'impulsion produite aux bornes de cette résistance est après amplification, analysée par un sélecteur multicanal. Les détecteurs ainsi montés en parallèle sont mobiles indépendamment l'un de l'autre. Si A et B ont des caractéristiques identiques (hormis leur surface) une particule d'énergie E détectée par A ou par B donne dans les deux cas, la même impulsion. En effet, le nombre de paires électron-trou créés reste identique,

quel que soit le détecteur atteint. La capacité de ce montage est égale à la somme des capacités qu'auraient A et B respectivement avec la même tension inverse et de la capacité des câbles de liaison.

Si deux particules sont détectées par A et B simultanément, la hauteur de l'impulsion obtenue est la somme des hauteurs qu'auraient eues les impulsions dues à l'une et à l'autre particule. Si E_1 et E_2 sont les énergies des 2 particules, l'impulsion obtenue dans le cas de la coïncidence est la même que celle qu'on obtiendrait d'une particule d'énergie $(E_1 + E_2)$ détectée par A ou B. Pour éviter un temps de montée trop lent, donc une probabilité d'impulsions-sommes fortuite importante, la constante RC du circuit d'entrée doit être faible. La résolution en temps du circuit "somme" que nous avons utilisée est meilleure que 0,5 μ s.

La figure II-5 donne un exemple de spectres obtenus, avec un tel montage, par bombardement d'une cible de Li naturel par des deuteron. Le détecteur B a une ouverture beaucoup plus grande que celle de A. Les caches escamotables de l'extérieur de la chambre à réaction permettent d'obtenir le spectre de A ou de B indépendamment.

a) détecteur B - A étant caché

b) " A - B " "

c) " (A + B)

c) montre l'existence d'un pic somme provenant des coïncidences α - α dues à la réaction ${}^6\text{Li} + d$ et du pic somme correspondant à la coïncidence entre les α de cassure d'un niveau de Be^8 formé par ${}^7\text{Li} + d \rightarrow n + {}^8\text{Be}$. Le reste du spectre est dû à la superposition des parties non coïncidentes des spectres donnés par (A) et (B).

Ce montage, outre sa simplicité, est intéressant dans l'étude des réactions nucléaires. Il permet d'obtenir, dans un mê-

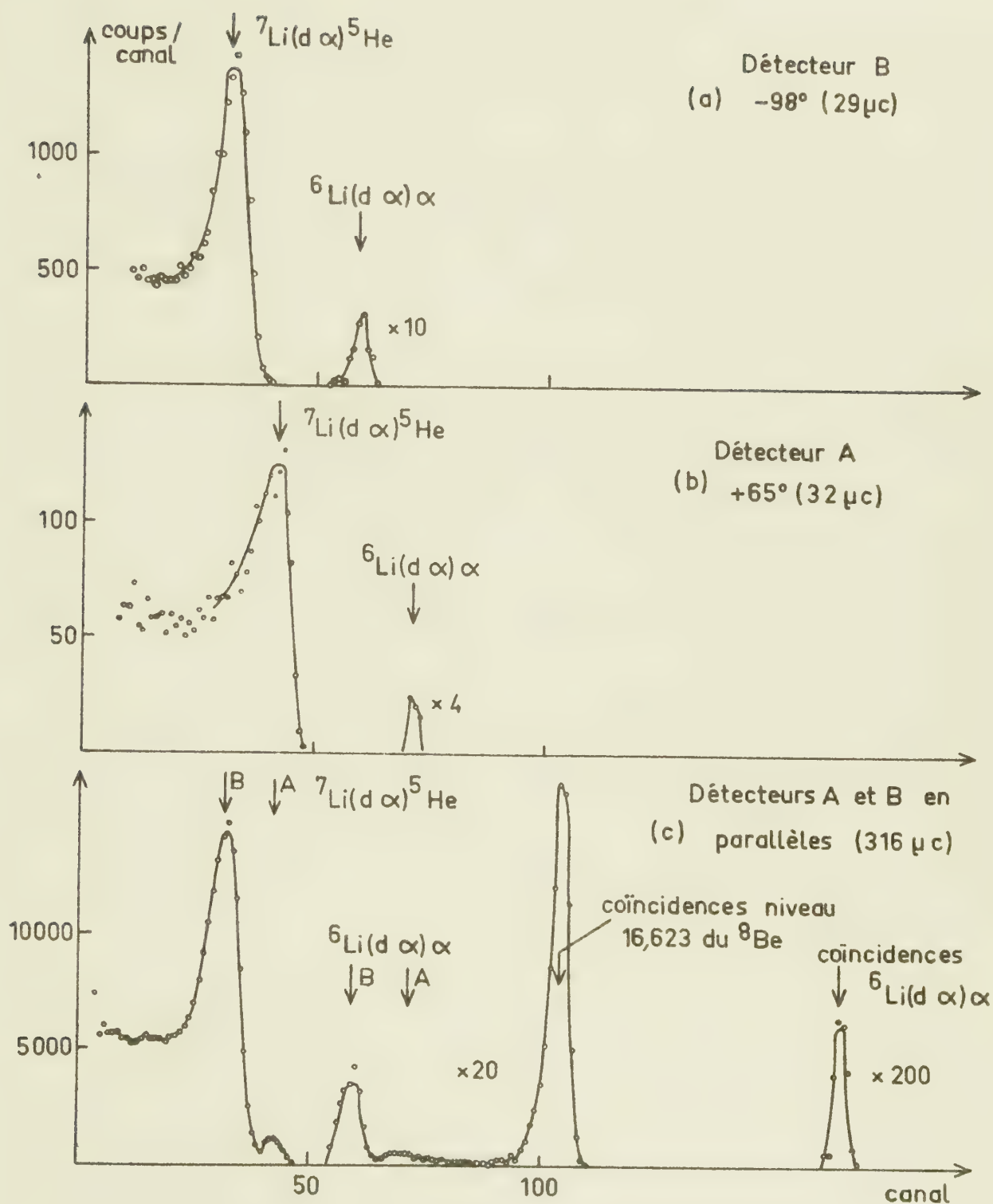


Fig. II - 5

me spectre, le pic des impulsions sommées, donc coïncidentes, et des pics de référence correspondant à des réactions détectées par l'un ou l'autre des détecteurs. Les monitorages sont alors aisés.

Par ailleurs, dans les cas où l'on détecte toutes les particules émises dans une réaction, l'identification de cette réaction est immédiate. Considérons par exemple une réaction du type $O+A \rightarrow 1+2$ la conservation de l'énergie entraîne :

$$E_1 + E_2 = E + Q$$

Donc pour une même énergie incidente le pic somme ($E_1 + E_2$) ne se déplace pas lorsque l'on modifie les angles des détecteurs (à condition toutefois que la coïncidence soit encore possible).

La bonne utilisation de ce montage est liée à certaines conditions expérimentales :

- le taux de comptage doit être relativement faible en raison du temps de résolution assez grand.
- le pic somme doit être isolé dans le spectre somme.

L'idéal est atteint lorsqu'il se trouve (comme dans la fig. II-5) nettement au-dessus des pics les plus hauts donnés par l'un ou l'autre détecteur seul.

II-2-2 Visualisation des événements en coïncidence sur chacune des ----- voies. -----

La figure II-6 donne le schéma de la logique du dispositif. Le circuit de coïncidence ouvre les portes placées sur les voies proportionnelles. Ainsi, les impulsions coïncidentes sur chacune des voies sont stockées dans un sélecteur multicanal différent. Toutefois, avec ce dispositif, une information est perdue. En effet, toute donnée dans la voie 1 sera stockée dans le même canal quelle que soit la hauteur de l'impulsion coïncidente dans la voie 2 et réciproquement. On obtient un spectre que nous appellerons "spectre de projection". En effet, si l'on se reporte à l'étude cinématique (chap. I), on constate que cela revient à considérer la distribution statistique de E_{θ_1} en laissant E_{θ_2} comme paramètre libre. On a donc projection sur un axe de la courbe cinématique. Les flèches en "pointillé" sur la même figure indiquent la modification simple à effectuer pour obtenir les spectres non coïncidents sur chacune des voies. Ces spectres sont indispensables pour les contrôles et les étalonnages.

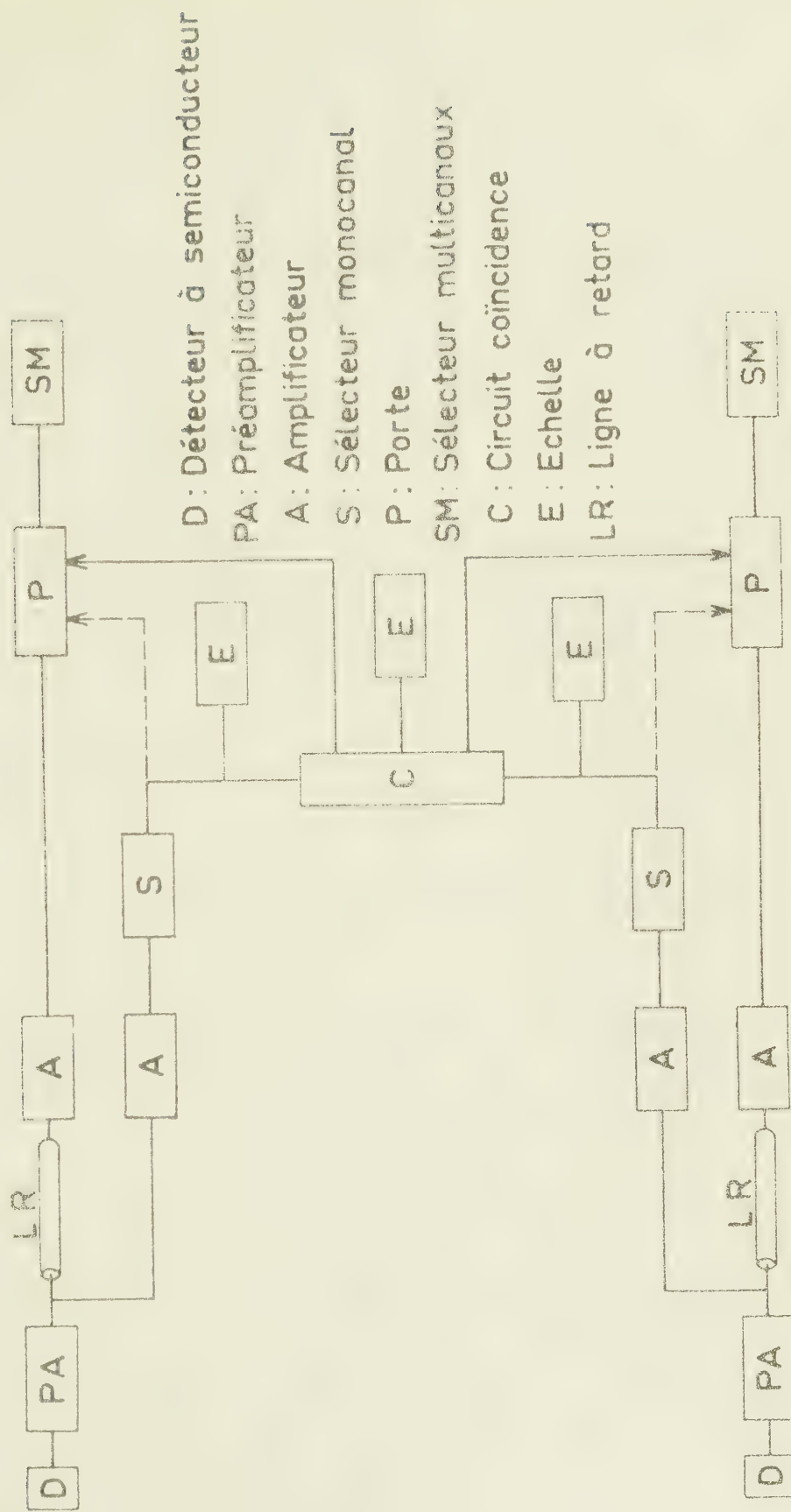
Ce montage a été réalisé avec des préamplificateurs, des amplificateurs et des sélecteurs monocanaux SAIP, un circuit de coïncidence à tubes et des portes linéaires (type Gruehle) de notre construction, des sélecteurs 256 canaux T.M.C. .

II-2-3 Visualisation X-Y - 64 X 64 canaux -----

Un très grand progrès a été fait lorsque nous avons pu disposer d'un bloc mémoire Intertechnique à 4096 canaux. La logique d'ensemble du dispositif électronique reste toujours la même (fig. II-7).

Les convertisseurs travaillent en X - Y, c'est-à-dire que le transfert dans les mémoires ne s'effectue que lorsque les deux impulsions coïncidentes (voie X et voie Y) sont converties.

Schéma d'ensemble du dispositif électronique



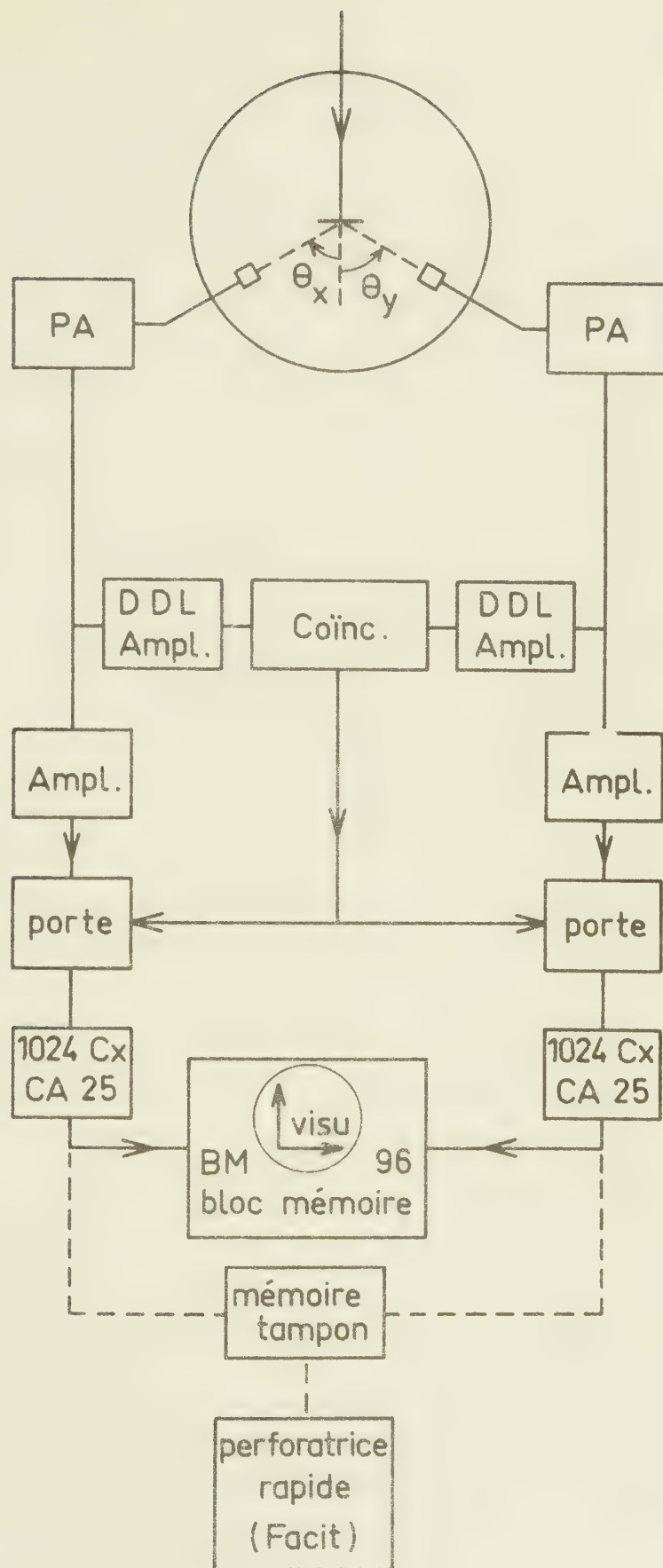


Fig. II - 7

On obtient ainsi sur l'écran de visualisation (RG 96) une représentation bidimensionnelle (voie X et voie Y) 64 x 64 canaux ; l'intensité lumineuse du point représentatif d'un canal (X,Y) est fonction du nombre d'événements stockés dans ce canal.

Cette visualisation est intéressante pour une vue globale de la corrélation, mais la mauvaise résolution en énergie liée au petit nombre de canaux s'avère gênante pour une analyse plus détaillée des résultats.

On peut certes augmenter l'amplification sur les deux voies et ne stocker dans la matrice 64 x 64 qu'une zone restreinte du plan (E_1 , E_2) avec une meilleure résolution en énergie. Ensuite, on déplace la zone et on refait la mesure. Ceci est un peu une solution de fortune et est comparable, dans le plan, aux multiples mesures que l'on faisait avec un sélecteur monocanal dont on déplaçait la fenêtre avant que les sélecteurs multicanaux aient été mis au point.

Cet inconvénient est pratiquement résolu par l'utilisation d'une bande perforée comme organe de stockage des événements.

Ceci est schématisé sur la figure II-7 par les pointillés qui relient les convertisseurs à une perforatrice FACIT.

II-2-4 Dispositif d'acquisition de données biparamétriques sur bande perforée.

Le schéma II-8 donne le principe de l'appareillage utilisé. Deux détecteurs DX et DY donnent des impulsions proportionnelles à l'énergie des particules. Ces impulsions sont, d'une part, amplifiées, et d'autre part mises en forme. Un circuit de coïncidence permet de définir les événements. Nous ne décrirons pas le détail des circuits classiques. L'impulsion de coïncidence ouvre les portes de deux convertisseurs analogiques digitaux (codeurs), CADX et CADY. Les convertisseurs sont conditionnés l'un par l'autre : le signal autorisation de transfert n'est délivré que si les deux informations sont prêtes sur les registres binaires de sortie. Les contenus des registres binaires

sont transférés en parallèle dans des registres binaires intermédiaires (RX et RY), et ainsi les convertisseurs sont prêts à analyser un nouvel élément. Un décodage en code binaire décimal est effectué par les registres (RBCD). La fin de ce décodage entraîne d'une part le début de la perforation, d'autre part la remise à zéro des registres binaires (RX et RY). En pointillé sur le schéma sont reportées de façon simplifiée, les connexions logiques communes à X et Y.

En pratique nous avons utilisé :

- un double convertisseur type CA 25 Intertechnique
- une perforatrice FACIT (125 caractères par seconde)
- le circuit de conditionnement et d'adaptation à la perforatrice Intertechnique type BK 21.

Le code de perforation utilisé est celui de la calculatrice BULL type CAB 502 B.

La bande perforée enregistre donc en séquence une valeur proportionnelle à l'impulsion X et une valeur proportionnelle à l'impulsion Y. La remise à zéro des registres binaires (RX, RY) simultanée au début de la perforation permet le transfert immédiat d'un second événement éventuellement en attente dans les convertisseurs. Ce transfert libère les convertisseurs et permet ainsi l'analyse d'un troisième événement. Un quatrième événement arrivant avant la fin de la perforation du premier événement sera alors perdu. On peut donc considérer que l'ensemble du dispositif possède une mémoire tampon à deux positions.

La figure II-9 donne le schéma de la logique du circuit entre les codeurs et la perforatrice (partie du schéma 1 encadrée). L'impulsion pilote délivrée par le convertisseur en même temps que les informations binaires est utilisée tout d'abord pour transférer dans les registres binaires le complément du contenu des codeurs. D'autre part, elle fait basculer le bistable "mémoire pilote". Si la perforatrice est en attente (bistable "start stop" en position 0) et si le bistable mémoire

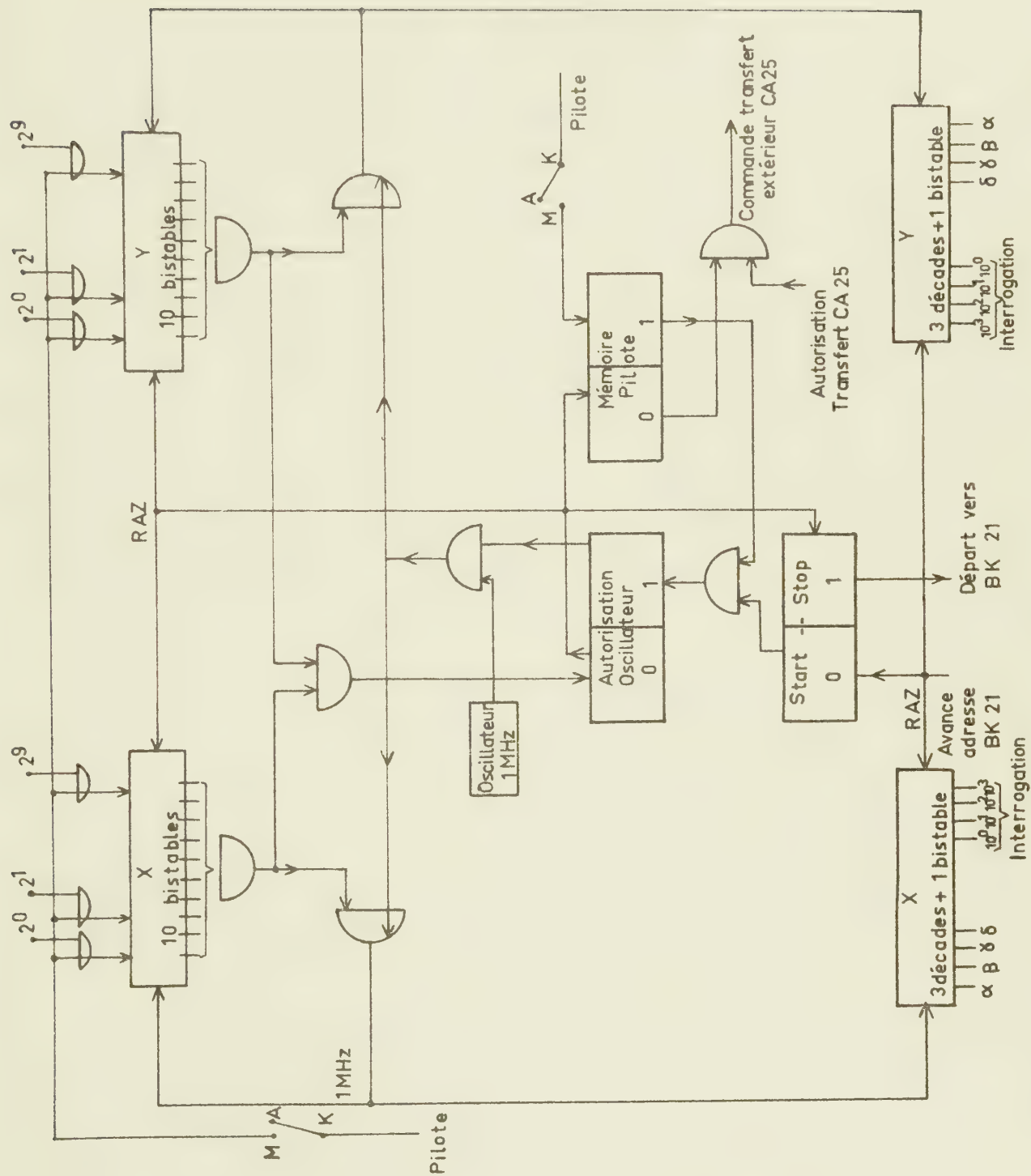


Fig. II - 9

pilote est en position 1, un train d'impulsions délivré par un oscillateur de 1 MHz est envoyé simultanément dans le registre binaire et dans une échelle (pour une définition 1024, on utilise 3 décades et 1 bistable). Lorsque le registre binaire est complètement rempli, la liaison oscillateur-échelle est interrompue. On a donc dans l'échelle le contenu réel du codeur. Ce transfert : registres binaires - échelles se fait simultanément sur les deux voies. Lorsque cette opération est terminée en X et en Y, le bistable "autorisation oscillateur" est remis à 0. Ceci entraîne, d'une part, une remise à zéro des registres binaires, d'autre part une remise à zéro du registre "mémoire pilote" et par suite la possibilité du transfert dans les registres, du résultat d'une conversion éventuellement en attente dans les codeurs, et enfin une mise à 1 du bistable "start-stop" qui met en service la perforatrice. Ce dispositif est adapté à une définition 1024 sur les deux voies. Il est possible d'augmenter cette définition.

L'intérêt de ce dispositif réside dans sa simplicité et son prix de revient peu élevé. Il permet l'utilisation différée d'une calculatrice qui peut même être lente. Avec une CAB 502 (22×10^3 mémoires disponibles, temps d'accès aux mémoires de l'ordre de 10 ms), le temps nécessaire pour ranger les données expérimentales est du même ordre de grandeur que celui de l'expérience elle-même dans le cas où le taux de comptage est de l'ordre de un événement par seconde.

Par contre, le temps mort élevé, essentiellement dû à la perforation, de ce dispositif réduit son domaine d'utilisation. Il faut cependant remarquer que dans les expériences de corrélation de particules, le taux de comptage est généralement très faible. Dans les études que nous avons faites, ce temps mort n'a jamais constitué un obstacle. Il serait possible de le réduire considérablement en remplaçant la perforatrice par un enregistreur magnétique incrémental.

Le calcul du taux de pertes de ce dispositif est donné dans l'Appendice A.

La prochaine étape de l'amélioration de notre dispositif consiste à utiliser une calculatrice rapide fonctionnant en temps réel.

Dans ce cas, le temps mort est considérablement réduit en utilisant toute une zone de mémoire comme mémoire tampon. Il est également possible d'augmenter le nombre de paramètres. On peut par exemple étudier des coïncidences triples, étudier en même temps les corrélations angulaires entre un détecteur donné et d'autres détecteurs. On peut également discriminer les particules suivant leur nature soit par l'usage d'un télescope si les énergies sont assez grandes, soit par une méthode de temps de vol de particules pour les faibles énergies. De plus, la calculatrice n'est plus uniquement un élément de stockage des événements comme l'était la bande perforée, mais également un organe d'organisation et d'analyse. L'exploitation, durant le temps même de l'expérience, des résultats partiels donne un contrôle permanent et permet donc une orientation de l'expérience.

Les difficultés d'un tel dispositif ne sont plus au niveau de l'électronique pure mais au niveau de la logique, de l'organisation du temps et de la programmation.

Nous n'avons décrit dans cette partie que les dispositifs d'acquisition d'événements en coïncidence.

Les circuits utilisés pour obtenir des spectres simples utiles pour les étalonnages, les mesures de distribution angulaire et les courbes d'excitation sont tout à fait classiques et leur description ne présente pas d'intérêt dans cet exposé.

II-3 TECHNIQUE D'EXPLOITATION NUMERIQUE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Pendant plusieurs années, seule la calculatrice CAB 502B était à notre disposition. L'essentiel de l'exploitation de nos résultats expérimentaux a donc été réalisé sur cette calculatrice. Ceci explique que nous ayons choisi le code CAB pour l'enregistrement des données biparamétriques sur bande perforée (perforatrice Facit).

Cette calculatrice a plusieurs mérites : elle est d'un accès très facile grâce au langage PAF et possède un grand nombre de mémoires. Malheureusement elle est extrêmement lente. Ceci nous a conduit à préférer le calculateur 1600 IBM, lorsque nous avons pu en disposer (février 1968).

La plupart des programmes écrits pour CAB 500 ont été transcrits en Fortran, tout en cherchant à bénéficier au maximum de la souplesse apportée par l'utilisation des disques. Nous décrirons donc l'organisation et les programmes utilisés sur IBM 1600 en omettant la description des programmes originaux.

Toutefois un programme important n'a pas encore été transcrit. Il nécessite un fichier de données de grande dimension dont l'établissement a été différé jusqu'à présent. Nous le décrirons donc dans sa forme originale tout en soulignant qu'il est immédiatement adaptable à toute autre calculatrice disposant d'un nombre suffisant de mémoires.

II-3-1 Programme de dépouillement automatique de spectres simples (D.A.S.)

L'organisation de ce programme repose sur deux définitions :

- la hauteur de l'impulsion donnée par un détecteur à semi-conducteur est linéairement dépendante de l'énergie de la particule détectée quelle que soit la nature de cette par-

ticule. Les différences de hauteurs observées, par exemple entre une particule α et un proton de même énergie, ne dépendent que de la différence de perte d'énergie de ces particules dans la fenêtre d'entrée du détecteur.

- les valeurs de Z : numéro atomique et A : nombre atomique doivent définir entièrement un noyau. De ces deux définitions découle l'organisation des mémoires. A partir d'une certaine adresse sont stockées les courbes parcours-énergie dans le silicium pour un isotope des A donnés (c'est-à-dire p , d , t , ^3He , ^6Li , ^9Be , ^{10}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O). A partir d'autres adresses sont stockées les courbes analogues dans Al , Au et Ni . Ces courbes sont données point par point.

Les résultats expérimentaux de relations parcours-énergie sont assez parcellaires dans la littérature. On trouve, par contre, de nombreuses compilations de calculs de ces relations. Toutefois, les paramètres introduits dans ces calculs sont choisis de façon à faire correspondre les valeurs calculées aux résultats expérimentaux obtenus pour des particules d'énergie en général assez élevée. Ceci est toujours le cas pour les ions lourds. La partie basse énergie n'est pas du tout étudiée. Nous avons donc calculé les courbes parcours-énergie des ions à basse énergie en utilisant la formule de Barkas établie pour ce calcul dans les émulsions nucléaires. Nous avons contrôlé cette formule dans les rares cas où nous avons des résultats expérimentaux. Ceci nous a paru une bonne approximation. Nous avons utilisé, chaque fois qu'ils existaient, les résultats donnés par Whaling (Wha) ou bien les résultats de la compilation de Williamson (Wil 62). Ces calculs ne concernent que les particules légères (p , d , t , ^3He , α) et sont assez voisins aux basses énergies des résultats de Whaling. Nous avons introduit les courbes parcours-énergie dans l'aluminium, l'or et le nickel pour pouvoir tenir compte, le cas

échéant, des fenêtres placées devant les détecteurs ou des supports de cible. Mais cette liste n'est pas limitative.

Dans une autre zone de mémoire, nous avons stocké à partir d'une adresse fonction de Z et de A, le défaut de masse du noyau considéré, et tous les niveaux d'excitation connus de ce noyau (Lau 66). Ainsi, la donnée de Z et de A permet de retrouver toutes les caractéristiques du noyau considéré. Nous nous sommes limités en pratique à $A \leq 30$.

Ce programme permet de contrôler ou de calculer pour chaque spectre l'étalonnage à partir de pics de référence connus. Il permet ensuite de calculer la position des pics correspondant à tous les niveaux d'excitation des noyaux résiduels dans les réactions intéressantes.

Les données sont peu nombreuses : énergie incidente, angle, nature de la fenêtre à considérer, Z et A de la particule incidente, pics de référence, Z et A des particules émises intéressantes et Z et A des noyaux cibles possibles. Les bilans des réactions sont calculés à partir des défauts de masse introduits en machine. L'organigramme de ce programme est donné en appendice B.

II-3-2 Traitement des informations sur IBM 1800

L'organisation générale du traitement est faite à partir des principes de base suivants :

- enregistrement de données brutes de l'expérience sur disque 1800 à l'aide d'un programme lié au type de l'expérience.
- appel ultérieur de ces données en mémoire centrale pour tout traitement : classement, traçage, calculs cinématiques.

Nous avons en pratique trois types de données :

1) Des données biparamétriques (XY:1024 x 1024 canaux) enregistrées événement par événement sur bande perforée par la perforatrice rapide Facit.

2) Les spectres simples 1024 canaux sur bande perforée sortis des blocs mémoires.

3) des spectres simulés que nous voulons traiter de la même manière que les spectres expérimentaux.

Nous donnerons une liste des différents programmes que nous avons réalisés ainsi que des éléments de la fonction qu'ils remplissent.

A) Organisation générale du disque

Nous avons choisi un enregistrement "données" protégé de 800 secteurs de 320 mots chacun, ainsi structuré :

Les deux premiers secteurs, soit 640 mots sont destinés à l'organisation du rangement de données. Chaque spectre est défini par cinq mots : deux numéros d'identification que nous appellerons "série" et "numéro dans la série" de mesures, le numéro du secteur dans lequel commence l'enregistrement de ce spectre, le numéro + 1 du secteur où il finit et enfin un numéro de code indiquant de quel type de données il s'agit (spectre 1024, XY, simulé etc).

Le programme (ØRG) permet de lire ces deux secteurs d'organisation.

Le programme (EFASS) efface les spectres dont le traitement est terminé. Tout programme de lecture ou d'enregistrement de données commence toujours par une recherche sur disque ou du spectre à lire ou d'une place libre pour enregistrer de nouvelles données.

B) Programme de lecture et rangement sur disque XY 1024x1024 canaux
ED1

Il se décompose comme suit :

- a) Recherche d'un emplacement libre sur disque.
- b) Lecture de la bande à l'aide du sous-programme de décodage DKOD1. Les bandes sont en code CAB 500. Elles sont lues par lecteur Facit (500 caractères / seconde) par séquence de 2560 événements.
- c) Rangement sur disque.
- d) Lecture au clavier des numéros d'identification du spectre.
- e) Indication par l'ordinateur 1800 de l'exécution du travail et de l'endroit du rangement.

Il faut deux mots machine par événement. Un spectre XY de taille moyenne, soit environ 5000 événements, occupe donc 32 secteurs (32 x 256 = 10240).

C) Programme de traçage X Y (CLAS 2)

A partir des numéros du spectre donné ce programme :

- a) recherche le spectre sur disque.
- b) opère le classement par matrice carrée de 50x50 canaux dans le plan XY, de façon récurrente. Un facteur de réduction peut être choisi. Il est par exemple possible de condenser un spectre 1024x1024 en un spectre 256x256.
- c) imprime sur imprimante à barre, ou (et) trace sur le traceur de courbe (type CALCOMP) le spectre bidimensionnel suivant l'option choisie.
- d) superpose au spectre XY tracé sur le traceur, la courbe cinématique théorique calculée point par point.

Le programme balaye automatiquement l'ensemble du spectre.

D) Programme d'entrée des spectres 1024 canaux E 1024

Le mot du 1800 ne peut contenir un entier supérieur à 32765. Pour nous permettre le stockage sur disque avec le minimum de mots, nous avons opéré un changement d'origine. Cela signifie que sur le disque le contenu d'un canal est compris entre - 32767 et + 27233. Ceci nous permet donc un contenu maximum de 60000. De cette façon, un spectre 1024 n'occupe que 4 secteurs (il en occuperait 7 en flottant). Ce programme effectue les opérations suivantes :

- a) Recherche d'un emplacement libre sur disque
- b) Lecture de la bande perforée
- c) Changement d'origine
- d) Rangement sur disque après la donnée des numéros d'identification du spectre.

E) Programme de traçage T 1024

Nous avons réalisé un programme de traçage des spectres à 1024 canaux sur traceur CALCOMP. Ce programme effectue automatiquement les changements d'échelles nécessaires. Il se déroule de la façon suivante :

- a) donnée des numéros du spectre à tracer. Recherche sur disque.
- b) recherche de la première échelle intéressante.

La condition à remplir pour que l'échelle considérée soit conservée est qu'au moins un des canaux du spectre ait un contenu supérieur à la moitié de la valeur maximum de l'échelle.

La première échelle considérée correspond à la position du contenu de 50 000 au maximum de la largeur du papier

Elle sera conservée pour le premier tracé si au moins un des canaux a un contenu supérieur à 25 000 coups.

Si cela n'est pas le cas, on réduit l'échelle d'un facteur 2 et on recherche si la condition de validité de la nouvelle échelle est remplie etc... Si après réduction de 50 fois l'échelle initiale, la condition requise n'est toujours pas réalisée, le spectre est tracé avec réduction de 100.

c) Recherche des domaines pour lesquels un tracé à plus forte échelle est utile

En général après réduction par 2 ou 5 le premier tracé est effectué. Il s'agit alors de dilater les domaines de faibles contenus de canaux.

Les critères que nous avons retenus pour le choix de ces nouvelles échelles et qui ont donné satisfaction dans la pratique sont :

1) aucun pic ne doit sortir des limites du papier sur une largeur supérieure à 20 canaux.

2) la moyenne des coups/canal dans le domaine en question doit être comprise entre le vingtième et les 4/10 de l'échelle maximum.

Ce procédé est repris pour l'ensemble du spectre avec les réductions 1, 2, 5, 10, 20, 50 à condition qu'elles soient supérieures à celle du premier tracé.

d) Enfin la partie haute énergie du spectre est systématiquement tracée avec l'échelle maximum 100.

Le tracé d'un tel spectre dure quelques minutes mais il a l'avantage de ne demander aucune intervention.

Signalons que nous avons évidemment réalisé des programmes de sortie sur imprimante mais leur exposé ne présente pas d'intérêt.

Les sous-programmes de décodage bande perforée en assembleur et les interfaces utilisés ont été réalisés au Laboratoire des Basses Energies.

II-3-3 Conclusion

Nous pouvons remarquer que le principe général adopté dans ce traitement des informations permet une très grande souplesse.

Les données originales sont toujours conservées en mémoire et le simple appel de leur numéro d'identification permet de leur faire subir des traitements différents.

CHAPITRE III MISE EN EVIDENCE DES DIFFERENTS PROCESSUS
INTERVENANT DANS LES REACTIONS



III-1 Mise en évidence de la cassure α des niveaux de
16,0 et 16,1 MeV du ${}^9\text{Be}$ par ${}^7\text{Li} + d \rightarrow n + {}^8\text{Be}^*$
 ${}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$

III-2 Recherche de niveaux se cassant par voie α entre
17 et 20 MeV d'excitation dans le ${}^9\text{Be}$.



III-3 Recherche des transitions γ de faibles énergies dans
le ${}^9\text{Be}$ et le ${}^8\text{Be}$

III-4 Formation intermédiaire de ${}^5\text{He}$. Recherche du
premier état excité.

III-5 Tripartition directe. Niveau de 11,4 MeV du ${}^8\text{Be}$.

III-6 Conclusions

Le spectre des particules α émises dans l'interaction ${}^7\text{Li} + d$ présente un pic large correspondant à la formation de ${}^5\text{He}$ dans son état fondamental et un fond continu dont la forme et l'importance évoluent très fortement avec l'énergie.

La figure III-1 donne un exemple de l'évolution des spectres observés en fonction de l'énergie. Les conditions expérimentales de ces spectres, en dehors des énergies incidentes, sont rigoureusement identiques (nature et orientation de la cible, nombre de particules incidentes ...).

Ce continuum a donné lieu à différentes interprétations formation d'un état excité large de ${}^5\text{He}$, cassure sans étapes intermédiaires en $\alpha + \alpha + n$.

Sans pouvoir être totalement exclus, ces processus ne suffisent pas à expliquer l'ensemble des spectres observés.

En effet, si l'on compare les énergies d'excitation de ${}^5\text{He}$ correspondant au maximum de la "bosse" observée dans les différents spectres, on constate une très grande dépendance par rapport à l'énergie incidente. (Une échelle de l'excitation dans ${}^5\text{He}$ a été reportée, parallèlement à l'échelle du numéro de canal, dans certains spectres pour permettre cette comparaison).

Quant à la tripartition directe, il est difficile d'expliquer une telle variation avec l'énergie incidente de ce processus. Par contre, il est évident que l'on doit observer le continuum des particules α provenant de la cassure de ${}^5\text{He}$ fondamental, instable par rapport à la cassure $\alpha + n$. Cependant ce continuum doit évoluer lentement avec l'énergie, si la réaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$ (0) ne présente pas de résonances très fortes.

Nous avons donc été amenés à supposer l'existence d'un autre processus pour expliquer les déformations rapides du spectre avec l'énergie.

${}^7\text{Li} + \text{d}$ $\theta = 72^\circ$

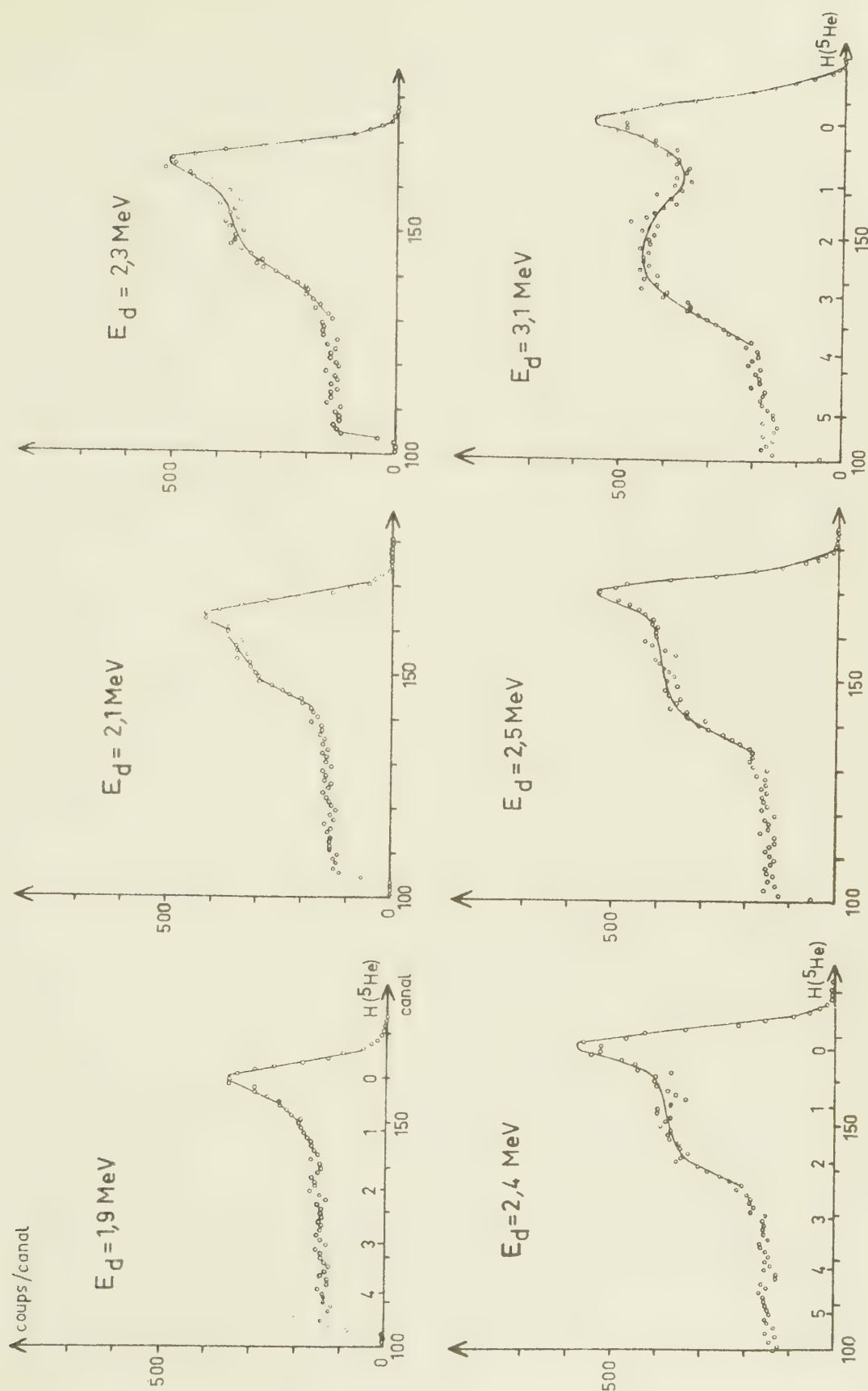


Fig. III - 1

L'observation des seuils de neutrons par Slattery et collaborateurs (Sl 57) dans ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}$ suppose la formation de ${}^8\text{Be}$ dans des états discrets d'excitation élevée. Si ces niveaux se cassent ensuite directement en deux particules alpha, les énergies de ces particules seront du même ordre de grandeur que l'énergie des particules alpha émises dans la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$ (0). D'autre part ces niveaux ne sont formés que pour des énergies incidentes supérieures à une énergie bien déterminée : énergie-seuil. L'apparition de ces groupes de particules α de cassure dépendra donc fortement de l'énergie incidente.

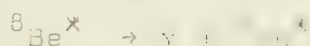
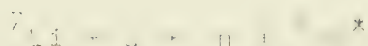
Nous avons donc entrepris une étude détaillée de la réaction ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ pour tenter de mettre en évidence les différents processus en compétition et leur importance relative.

Cette réaction peut avoir lieu par trois voies différentes :

- 1) ${}^7\text{Li} + d \rightarrow n + {}^8\text{Be}^*$ formation intermédiaire du ${}^8\text{Be}$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad \alpha + \alpha$ dans un état d'excitation donné
- 2) ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}^*$ formation intermédiaire de ${}^5\text{He}$
 $\quad \quad \quad \downarrow$
 $\quad \quad \quad \alpha + n$ dans un état d'excitation donné
- 3) ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ répartition directe.

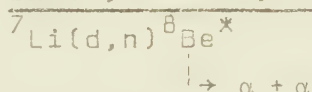
Nous avons prouvé l'existence du processus 1) et montré quels étaient les états d'excitation du ${}^8\text{Be}$ qui intervenaient.

Nous avons cherché à mettre en évidence la formation d'un état excité de ${}^5\text{He}$ ainsi que l'existence de processus plus complexes :



Enfin, nous avons recherché l'existence du processus de tripartition directe. Cette étude a été complétée par l'étude parallèle de la réaction analogue ${}^6\text{Li} + \text{t} \rightarrow \text{n} + \alpha + \alpha$.

III-1 MISE EN EVIDENCE DE LA CASSURE DES NIVEAUX DE 16,6 ET 16,9 MeV DU ${}^8\text{Be}$ PAR LA REACTION



III-1-1. Introduction

En 1960, les niveaux d'excitation du ${}^8\text{Be}$ étaient mal connus dans leur ensemble. L'observation des neutrons lents émis dans la réaction ${}^7\text{Li}(\text{d}, \text{n}) {}^8\text{Be}$ par Slattery et collaborateurs (Sl 57) avait permis de situer deux niveaux au voisinage de 16 MeV. L'un à 16,08 MeV, l'autre à 16,67 MeV. Le premier de ces niveaux étant supposé être le niveau analogue du ${}^8\text{Li}$ (donc ayant un spin isobarique $T = 1$), nous nous sommes livrés à la recherche des particules α provenant de la cassure éventuelle du second niveau à 16,67 MeV.

Pour cela, nous avons utilisé un dispositif expérimental assez rudimentaire composé de scintillateurs plastiques sans fenêtres associés à deux photomultiplicateurs. Ceux-ci étaient reliés à un circuit de coïncidence du type classique rapide-lent. Les premiers résultats obtenus, pour une configuration angulaire bien choisie, nous ont laissé prévoir

une décomposition effective de ce niveau en deux particules α . (Bil 61).

Nous avons donc poursuivi cette étude en améliorant le dispositif expérimental. Nous avons en particulier remplacé les ensembles cristaux-photomultiplicateurs par des détecteurs à semi-conducteurs plus précis et plus maniables. Ces détecteurs, ainsi qu'un nouveau dispositif électronique, nous ont permis de mesurer le spectre énergétique des particules α en coïncidence (Ces dispositifs expérimentaux ont été décrits dans le chapitre II).

A la même époque des résultats expérimentaux plus précis quant aux niveaux d'excitation de cette zone du ^8Be ont été obtenus par Dietrich et Cranberg (Di 60) et surtout par Erskine et Browne (Er 61). Ces auteurs indiquent un niveau à 16,63 MeV et un autre à 16,92 MeV. Le niveau de 16,08 MeV observé par Slattery n'est pas confirmé.

Nous nous sommes donc attachés à l'étude du mode de cassure de ces deux niveaux.

Rappelons brièvement les conclusions de l'étude cinématique (chapitre I) :

1) Les particules α provenant de la cassure d'un niveau ne peuvent être observées que pour des énergies égales ou supérieures à l'énergie-seuil de formation de ce niveau. Dans le cas présent, ces énergies-seuils sont 2,06 MeV pour le niveau 16,63 et 2,44 MeV pour le niveau 16,92 MeV.

2) Si nous choisissons une énergie incidente égale à cette énergie-seuil et si nous fixons la direction d'observation de l'une des particules de cassure, la direction de l'autre particule est alors fixée. Si l'énergie incidente est supérieure à l'énergie-seuil, le domaine angulaire possible pour l'observation de la seconde particule augmente rapidement avec l'énergie.

Il est donc possible de mettre en évidence la cassure d'un niveau, soit par un balayage angulaire à énergie constante, soit par une variation de l'énergie incidente pour une configuration donnée.

III-1-2 Balayage angulaire à énergie constante

Les figures III-2, III-3, III-4 montrent les résultats obtenus à l'aide d'un montage en somme des détecteurs (cf chapitre II).

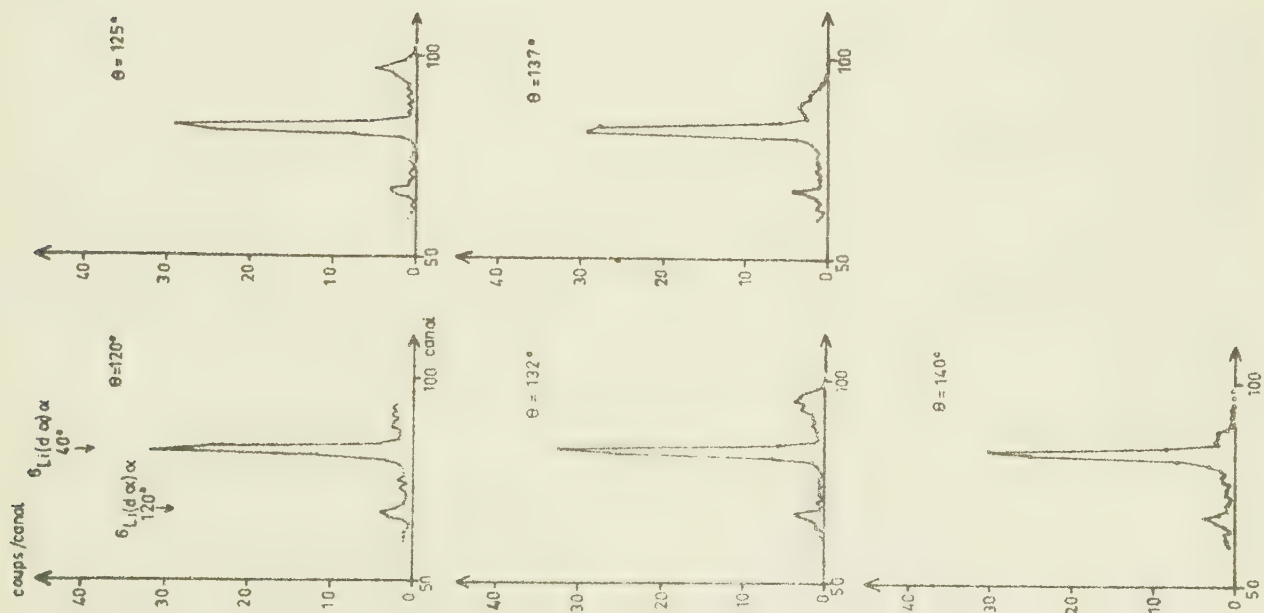
L'un des détecteurs est fixé ($\theta_1 = 40^\circ$), l'autre détecteur mobile (θ_2). Les deux détecteurs ont des ouvertures sensiblement égales.

Pour tous les spectres de ces figures, la nature et l'orientation de la cible ainsi que le nombre de particules incidentes sont identiques.

La figure III-2 correspond aux mesures effectuées à 1,7 MeV, énergie inférieure aux énergies-seuils des deux niveaux.

La figure III-3 correspond aux mesures effectuées à 2,15 MeV, énergie comprise entre les deux énergies-seuils, la figure III-4 aux mesures effectuées à 2,5 MeV, énergies supérieures aux énergies-seuils des deux niveaux.

Dans la partie droite de ces figures est indiquée la somme des énergies des particules détectées en coïncidence (E.S.)



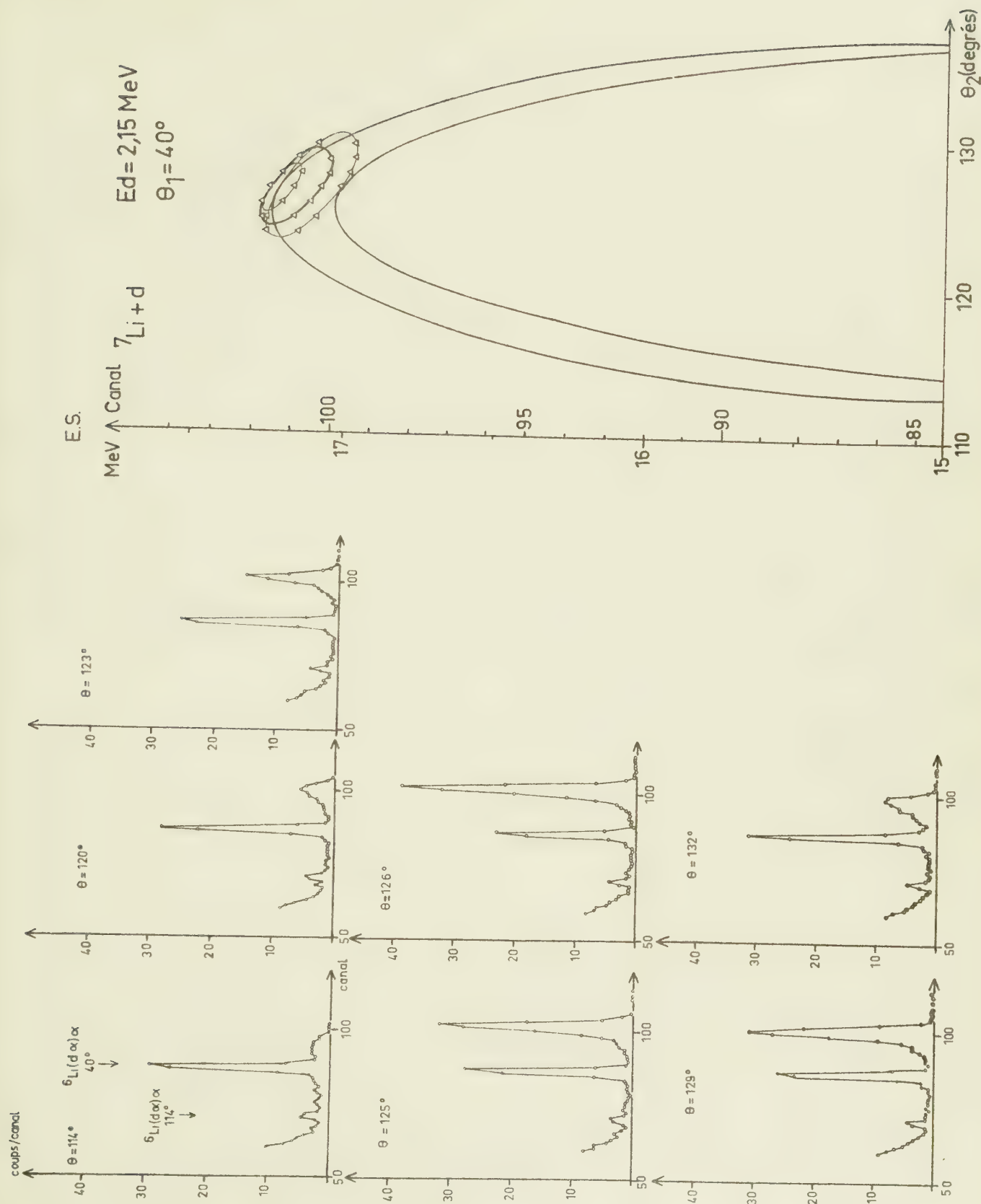


Fig. III - 3

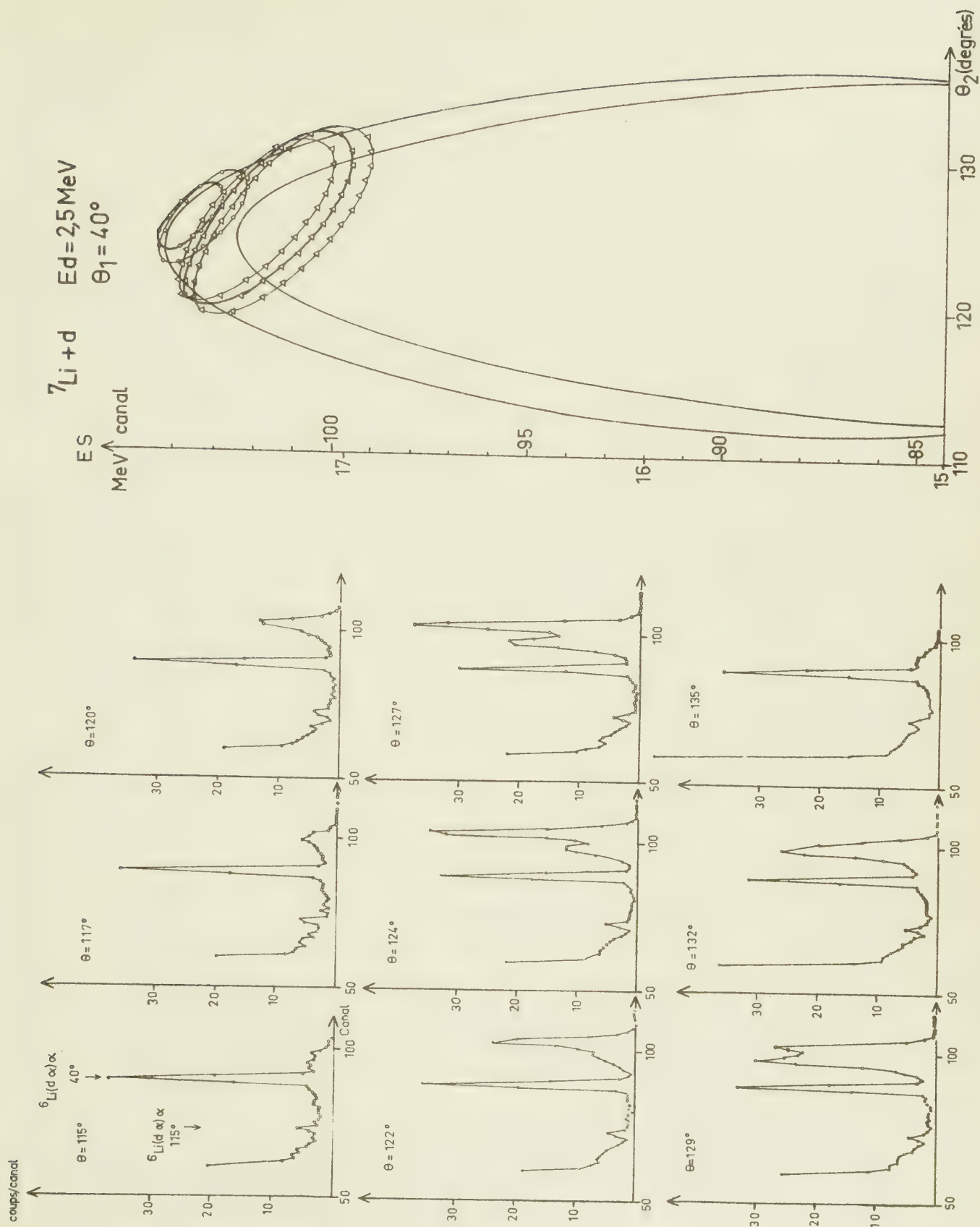


Fig. III - 4

provenant soit :

- de la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$ trait plein
- de la cassure du 16,63 MeV $\rightarrow \alpha + n$ (courbes repérées par des triangles)
- de la cassure du 16,92 MeV (courbes repérées par des cercles).

Les courbes correspondant à la largeur des deux niveaux de ${}^8\text{Be}$ (95 et 85 keV) ont été également tracées. Pour ${}^5\text{He}$, l'une des courbes correspond à la détection de la particule α primaire dans le détecteur fixe, la seconde courbe à la détection de cette α primaire dans le détecteur mobile. La largeur du niveau fondamental de ${}^5\text{He}$ (environ 600 keV) n'est pas indiquée.

Sur les premiers spectres de chaque figure sont indiquées les positions des pics provenant de la réaction ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$ détectées par l'un et l'autre détecteur. Le pic correspondant à la détection de particules en coïncidence est voisin du canal 100. (voir les étalonnages en énergie reportés sur la partie droite des figures).

Ces trois figures permettent de constater :

1) la faible proportion de coïncidences dues à la formation et la cassure de ${}^5\text{He}$ fondamental (figure III-2).

2) l'apparition d'un pic de particules en coïncidence dans un domaine angulaire identique à celui calculé dans l'hypothèse de la cassure en α d'un niveau à 16,63 MeV dans ${}^8\text{Be}$ (fig. III-3).

3) l'augmentation de ce domaine angulaire avec l'énergie incidente et l'existence d'un double pic correspondant aux prévisions cinématiques dans le cas de la cassure α des deux niveaux (fig. III-4).

Bien que la résolution en énergie de ces mesures soit assez faible, nous pouvons conclure à la cassure en particules α de ces deux niveaux du ^8Be .

III-1-3 Variation de l'énergie incidente pour une configuration

angulaire donnée

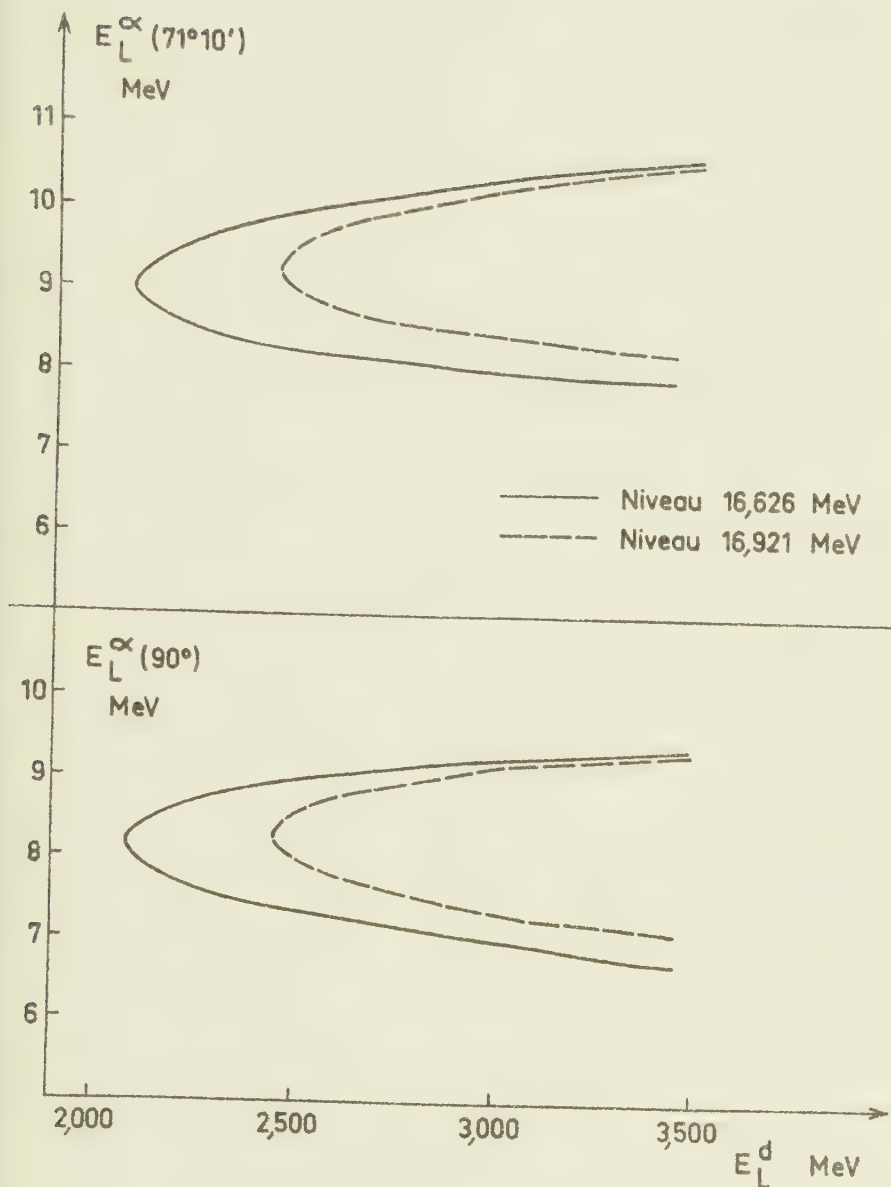
Une preuve encore plus absolue et plus spectaculaire de ces cassures est obtenue en faisant varier l'énergie incidente tout en laissant les deux détecteurs fixes. Si nous plaçons l'un des détecteurs à 90° , nous avons les configurations aux seuils :

niveau 16,63 MeV	Energie seuil = 2,06 MeV
	$\theta_1 = 90^\circ \quad \theta_2 = -72^\circ 30'$

niveau 16,92 MeV	énergie seuil = 2,44 MeV
	$\theta_1 = 90^\circ \quad \theta_2 = -71^\circ 10'$

Pour ces mesures nous avons utilisé le dispositif électronique décrit en II-2-2, c'est-à-dire que nous utilisons la méthode des projections.

La figure III-5 donne l'énergie des particules α observées en coïncidence sur l'une et l'autre voie. Sur cette figure les traits continus correspondent au



niveau de 16,63 MeV, les traits interrompus au niveau de 16,92 MeV. On constate que pour l'énergie-seuil du premier niveau, un seul groupe doit être observé. Ce groupe se dédouble et les groupes ainsi formés se séparent de plus en plus, si l'énergie incidente augmente. Pour une énergie incidente égale à l'énergie-seuil du second niveau, un troisième groupe doit apparaître, qui se dédouble à son tour pour une énergie incidente supérieure.

Les figures III-6 et III-7 indiquent les résultats expérimentaux obtenus. Les différents spectres correspondent tous à la même cible et au même nombre de particules incidentes.

Fig. III-5

${}^7\text{Li} + d$

$\theta_1 = 90^\circ$

$\theta_2 = 72^\circ 30'$

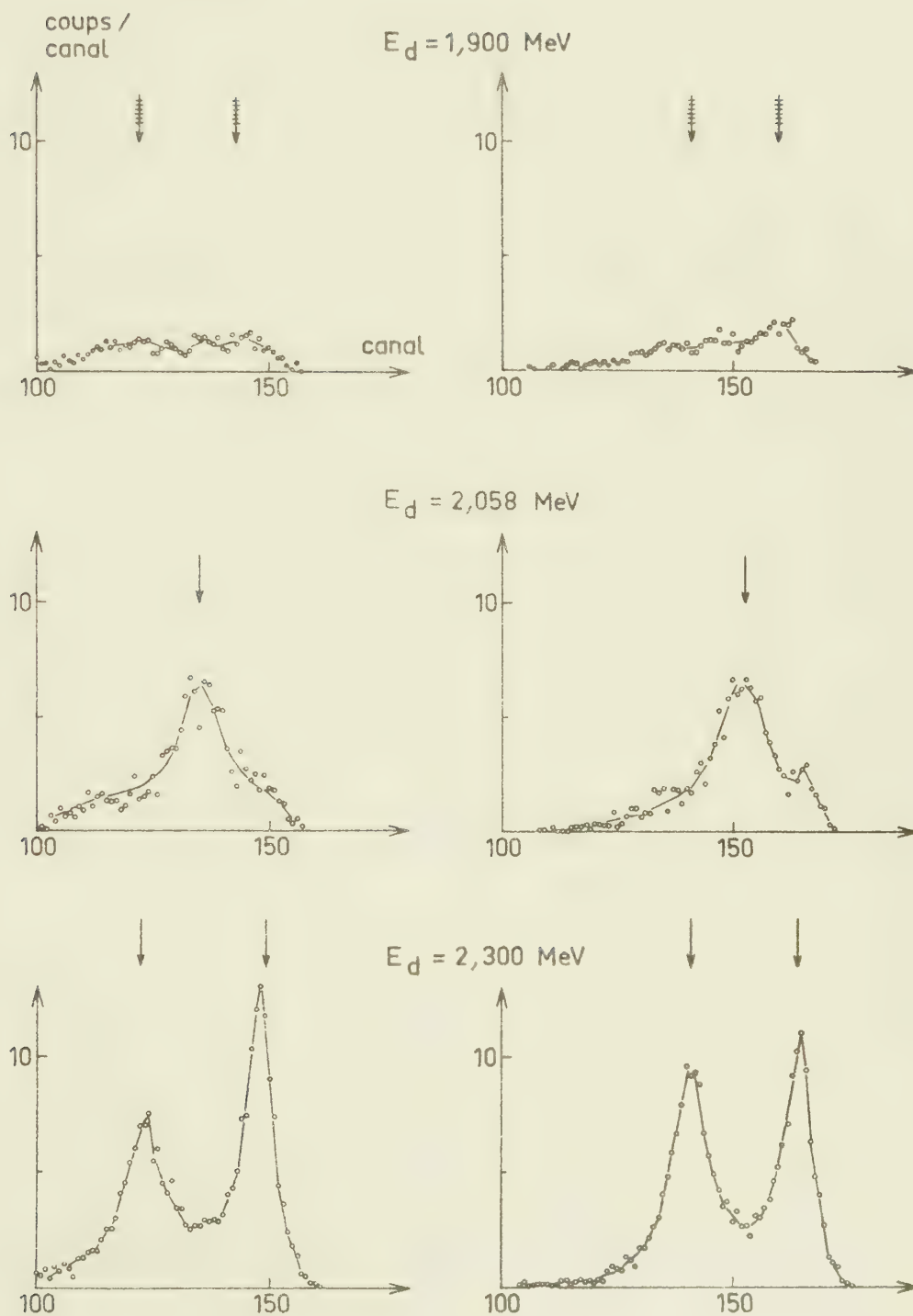


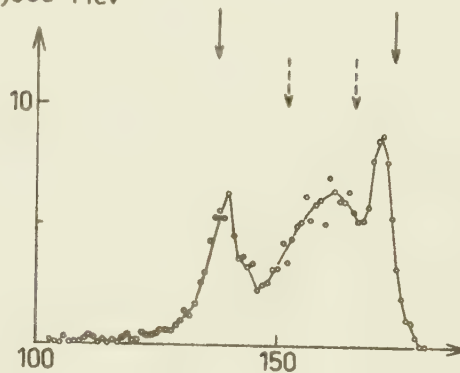
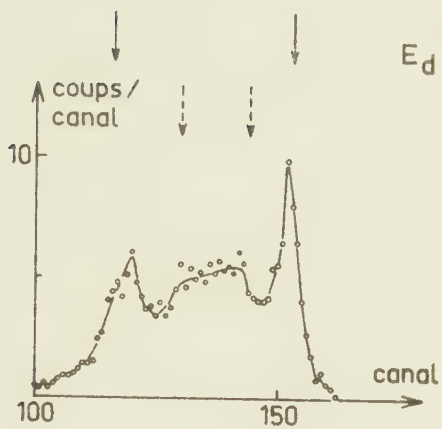
Fig. III - 6

${}^7\text{Li} + d$

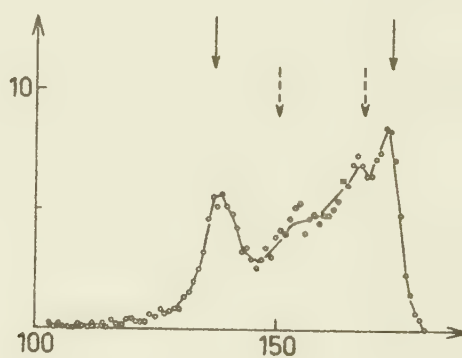
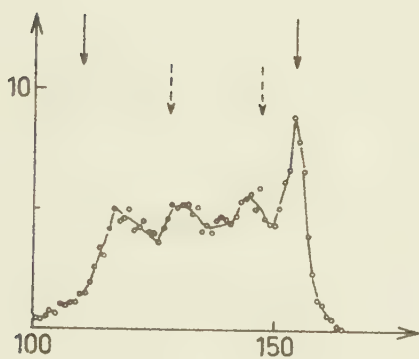
$\theta_1 = 90^\circ$

$\theta_2 = 71^\circ 10'$

$E_d = 2,500 \text{ MeV}$



$E_d = 2,550 \text{ MeV}$



$E_d = 3,100 \text{ MeV}$

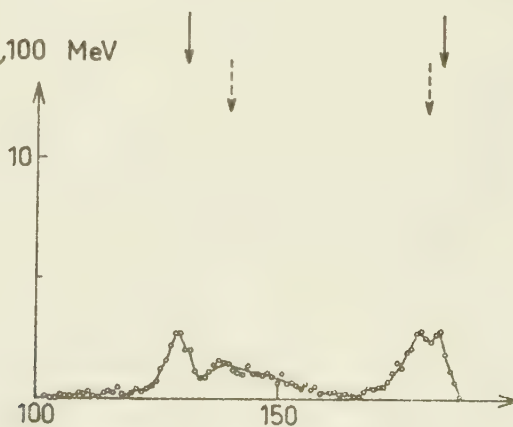
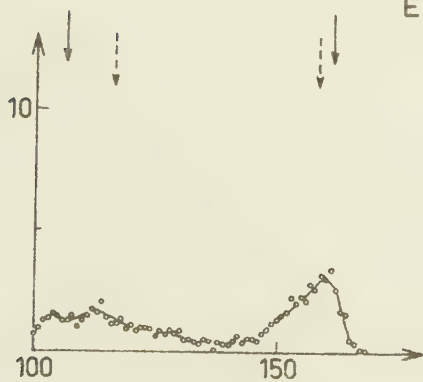
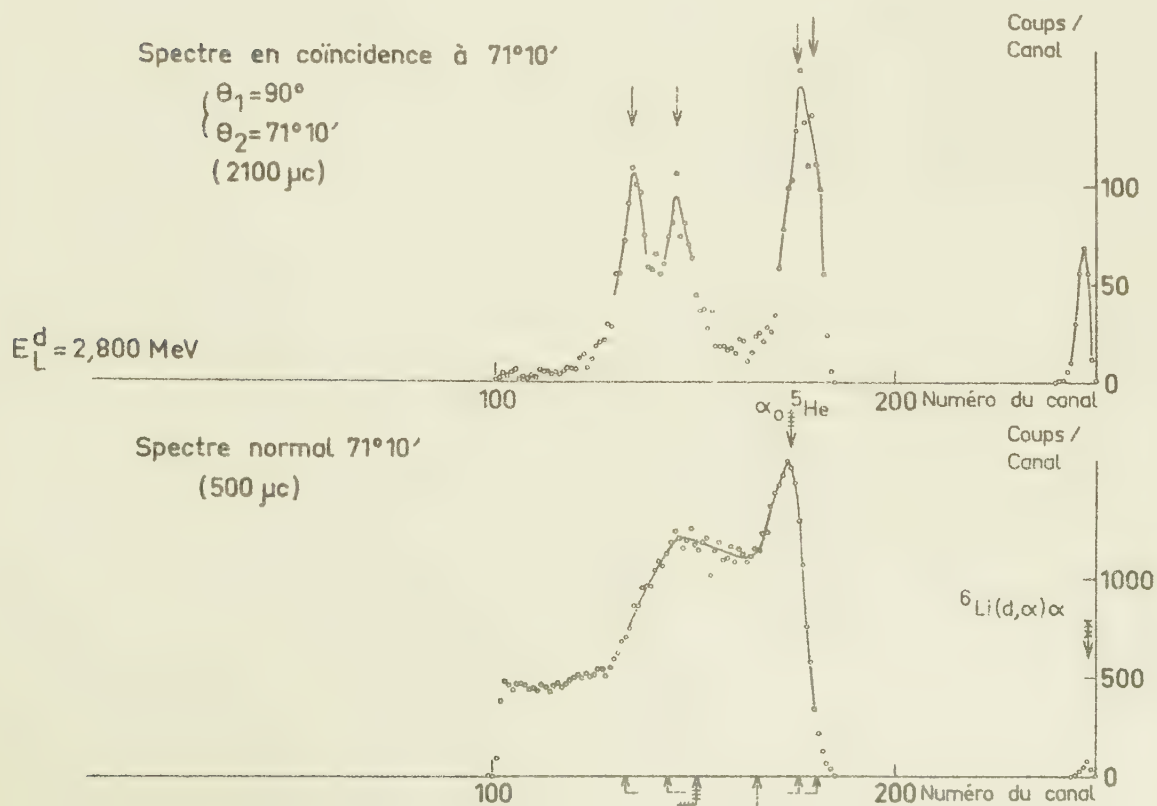


Fig. III - 7

Les positions calculées des groupes correspondant à la cassure du niveau à 16,6 MeV sont indiquées par des flèches en traits continus, celles du niveau 16,9 MeV en traits interrompus. Les positions calculées des groupes correspondant à la cassure de ^5He sont indiquées en traits barrés sur le spectre à 1,9 MeV, énergie inférieure au seuil du premier niveau.

Nous remarquons ici également la faible proportion de coïncidences provenant du passage par ^5He . D'autre part l'étude des spectres obtenus à 3,1 MeV nous montre qu'il n'existe pas d'autres niveaux du ^8Be dans la zone d'excitation possible formée par $^7\text{Li}(d,n)$ et se cassant par voie α .

La figure III-8 permet de comparer un spectre simple et un



spectre coïncidant obtenu dans les mêmes conditions. Nous avons reporté sur le spectre simple les limites des continuums calculés sans tenir compte des largeurs des niveaux. Nous avons conservé le même symbolisme pour les différents niveaux,

traits continus	16,6 MeV	^8Be
traits interrompus	16,9 MeV	^8Be
traits barrés	fondamental	^5He
traits mixtes	11,4 MeV	^8Be

La cassure en deux particules α des niveaux à 16,6 et 16,9 MeV est donc bien établie et permet d'expliquer en majeure partie le continuum important observé dans le spectre des particules α émis dans l'interaction $^7\text{Li} + d$.

III-1-3 Conclusion

La mise en évidence de ces cassures signifie que ces deux niveaux ont un spin et une parité pairs et pose le problème du premier état $T = 1$ du ^8Be . Les réponses apportées à ce problème seront exposées en détails dans le chapitre V de ce travail.

III-2 RECHERCHE DE NIVEAUX SE CASSANT PAR VOIE
 α ENTRE 17 ET 20 MeV D'EXCITATION DANS LE
 ^8Be

Toujours par la même méthode : formation au seuil d'un niveau du ^8Be , détection en coïncidence des particules α de cassure, nous avons cherché à mettre en évidence d'autres niveaux instables par voie α dans la zone d'excitation que nous pouvons explorer avec les énergies incidentes à notre disposition.

Cette recherche a été effectuée à l'aide des deux réactions analogues



Le bilan de cette réaction est de 15,122 MeV.

Cette étude a été réalisée au Van de Graaff 6,5 MeV au C.R.N. de Strasbourg. L'énergie incidente disponible nous permet d'explorer le ^8Be jusqu'à 20 MeV d'excitation.

Nous avons utilisé le dispositif expérimental schématisé sur la figure II-7. Les événements en coïncidence sont visualisés dans une matrice 64x64 canaux.

Nous nous sommes placés systématiquement aux énergies-seuils des divers niveaux donnés dans la littérature (Lau 66) sans tenir compte des spins et parités qui leur étaient attribués. Ces niveaux sont reportés sur la figure III-9.

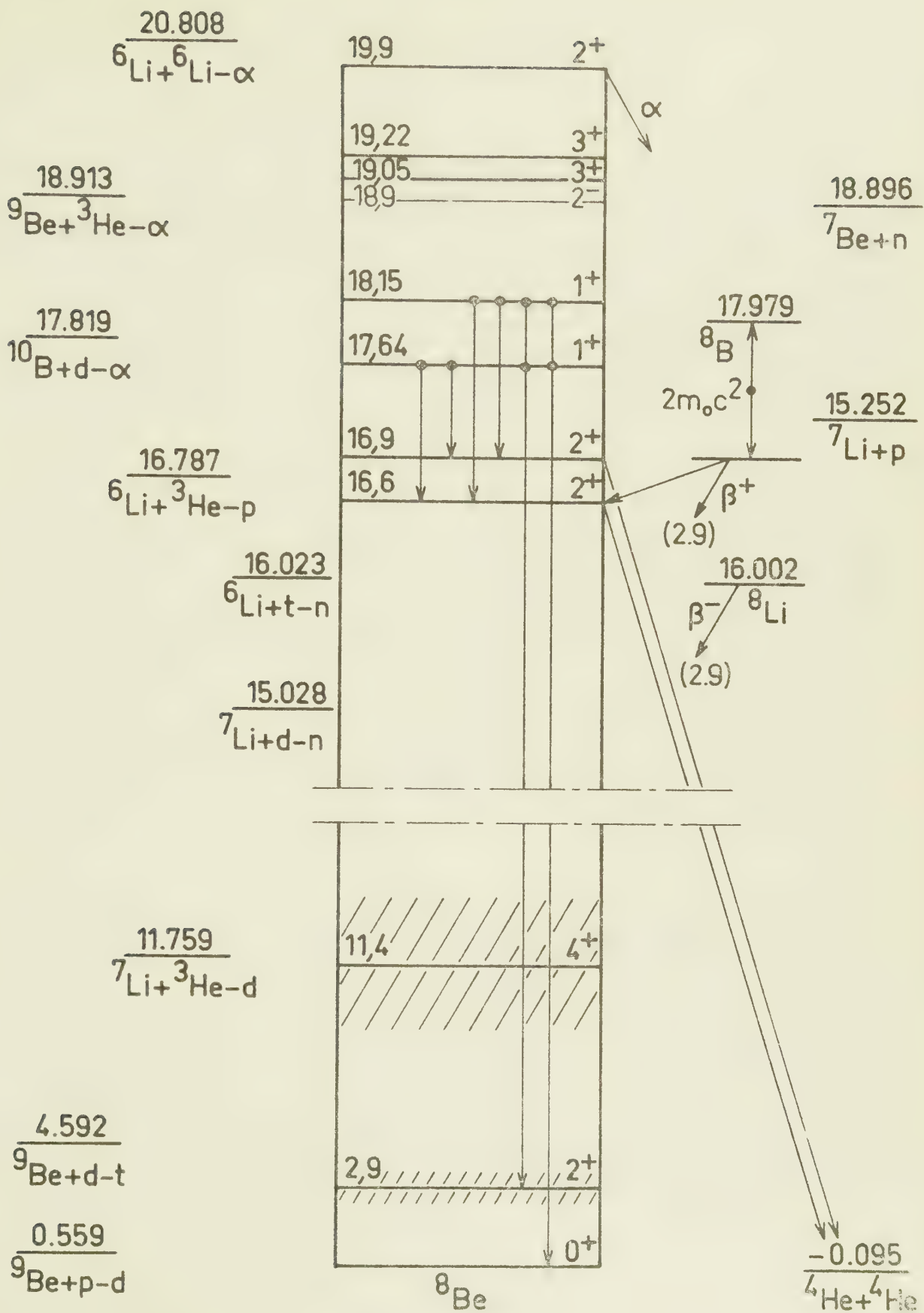


Fig. III - 9

Nous avons choisi pour ces mesures les configurations angulaires symétriques $\theta_x = -\theta_y$ calculées pour chacune des énergies-seuils des différents niveaux. Ainsi avec une réponse en énergie identique sur les deux voies, les particules correspondant à la cassure du niveau formé au seuil seront observées à l'intersection de la courbe dite de tripartition et de la diagonale de la matrice carrée.

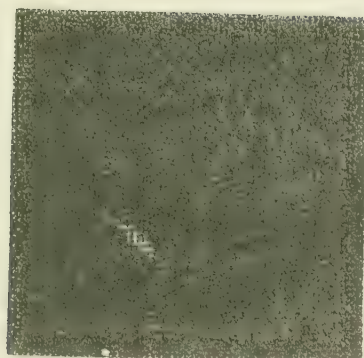
La figure III-10 rassemble les photographies "polaroid" de l'écran du visualisateur (RG 23) prises aux seuils des différents niveaux connus. Seul le spectre obtenu à 2,2 MeV correspond à une énergie incidente intermédiaire entre les énergies-seuils des deux premiers niveaux et permet d'observer le doublement du groupe correspondant à la cassure du niveau de 16,63 MeV.

La figure III-11 correspond à une superposition artificielle des spectres précédemment obtenus (fig. III-10) après qu'ils aient été normalisés entre eux à un même nombre de particules incidentes.

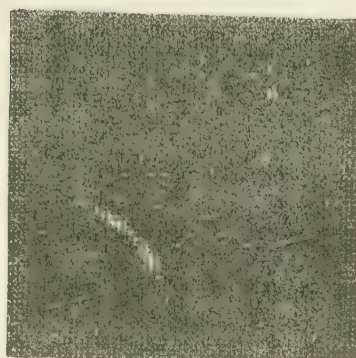
Au-dessus de la photo se trouve agrandi, le dessin des différentes courbes calculées correspondant aux processus bien établis. Notons que la largeur des niveaux considérés n'est pas indiquée.

L'examen de ces figures permet de tirer plusieurs conclusions :

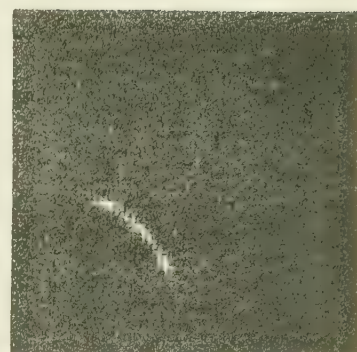
- 1) les transitions faisant intervenir les niveaux de 16,63 MeV et 16,92 MeV ont un rendement important dans tout le domaine d'énergie considéré.



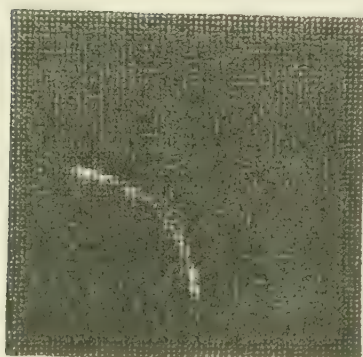
2,057 MeV
81,1°



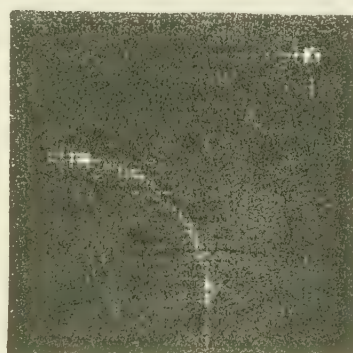
2,2 MeV
81,1°



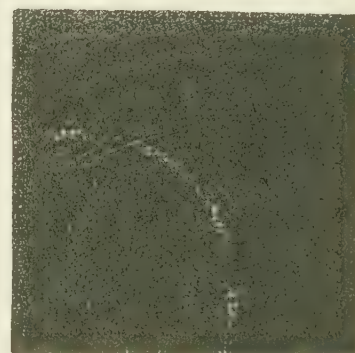
2,432 MeV
80,5°



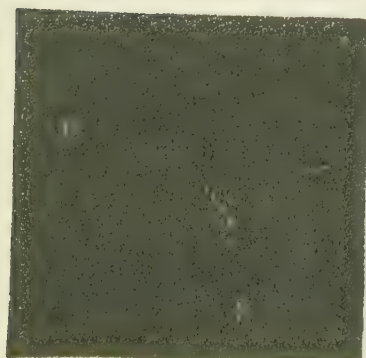
3,358 MeV
79°



4,014 MeV
78,2°



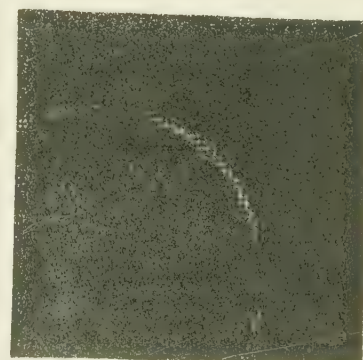
4,978 MeV
77,2°



5,235 MeV
77°

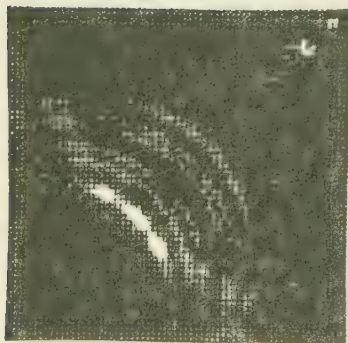
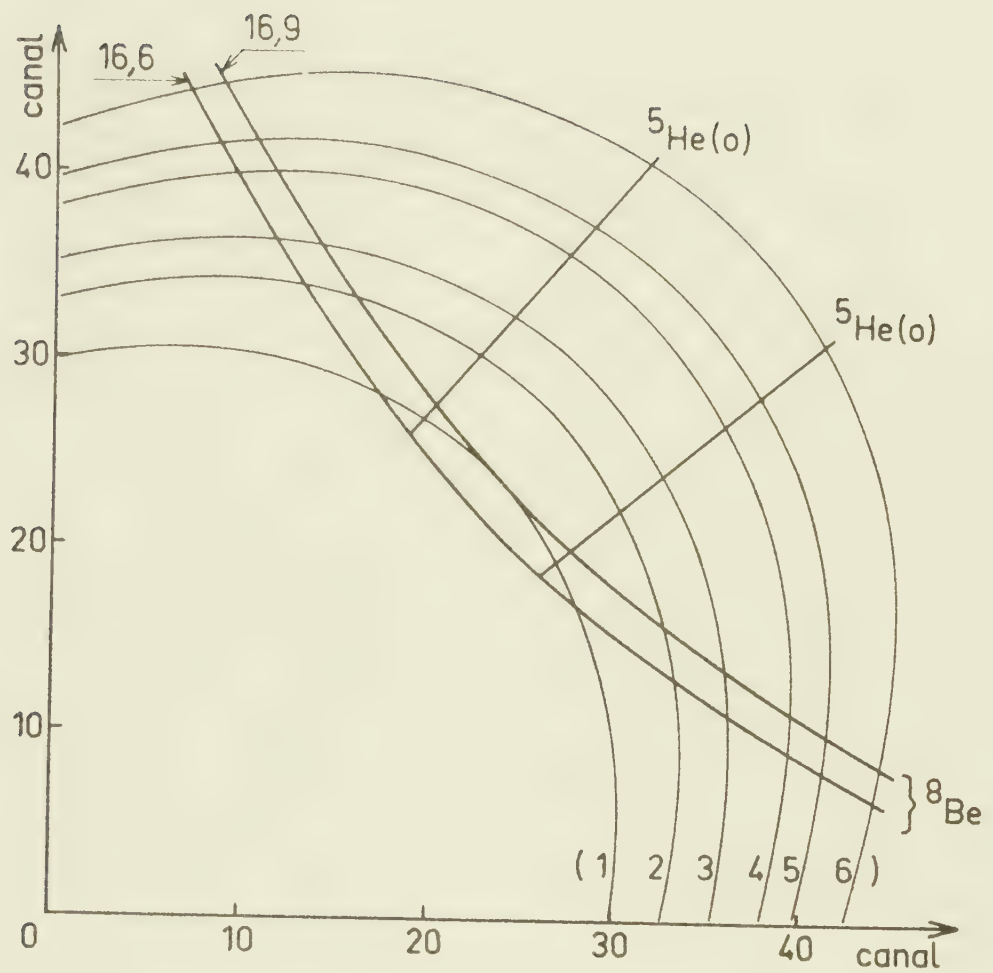


5,389 MeV
76,8°



6,264 MeV
76°

Fig. III - 10



	E_d	$\theta_x = -\theta_y$
(1)	2,436 MeV	80,5°
(2)	3,362 MeV	79°
(3)	4,014 MeV	78,2°
(4)	4,980 MeV	77,2°
(5)	5,390 MeV	76,8°
(6)	6,264 MeV	76°

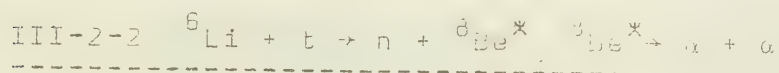
Fig. III - 11

2) le spectre obtenu à 6,26 MeV indique une contribution relativement grande du niveau de 19,9 MeV. Ce niveau est très large (environ 1 MeV) et par conséquent le groupe de particules α coïncidentes est étalé le long de la courbe. La notion de seuil perd un peu de son sens dans ce cas.

En dehors de ces trois niveaux, il n'y a pas de niveaux intervenant de façon nette dans ce processus.

Ceci peut s'expliquer ou bien par une section efficace faible de formation par ${}^7\text{Li}(d,n)$, ou bien par un autre mode de cassure de ces niveaux. En effet, la cassure en ${}^7\text{Li} + p$ est énergétiquement possible et la cassure $\alpha + \alpha$ peut être interdite en raison des spins et des parités.

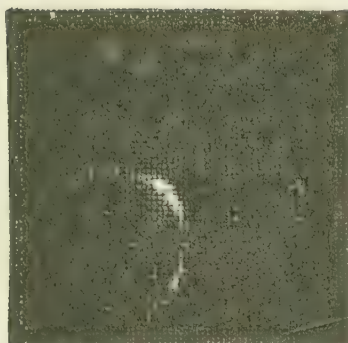
Il faut remarquer qu'un niveau non connu intervenant dans un tel processus avec un rendement assez grand aurait été observé même sans se placer à l'énergie-seuil correspondante. Il donnerait lieu à deux groupes sur les courbes correspondant à des énergies supérieures à cette énergie-seuil. La configuration au seuil a pour intérêt principal de favoriser l'observation de ces processus par rapport aux processus compétitifs.



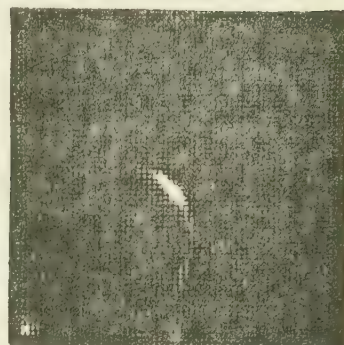
Cette réaction a un bilan de 16,117 MeV.

Son étude a été réalisée au Van de Graaff de 3 MeV vertical du C.R.N. La zone d'excitation du ${}^8\text{Be}$ explorée est par conséquent plus faible que dans le cas de la réaction ${}^7\text{Li}+d$. Signalons par exemple que l'énergie-seuil du niveau de 18,15 MeV est dans ce cas égale à 3,2 MeV.

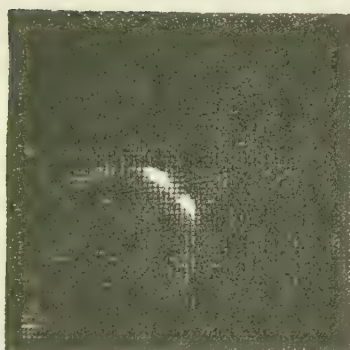
La figure III-12 est l'homologue de la figure III-10. Il faut cependant noter que le spectre obtenu à 1,9 MeV ne correspond pas à une configuration-seuil d'un niveau donné. Son énergie est intermédiaire entre les seuils des niveaux



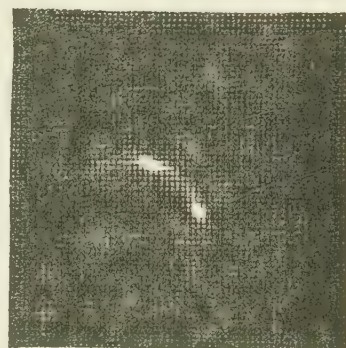
0,9 MeV
82,8°



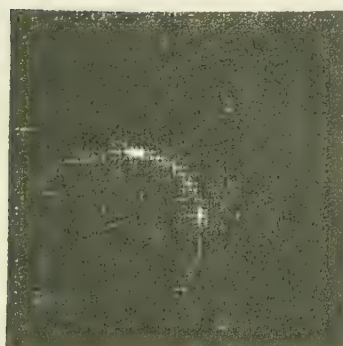
1,34 MeV
80,4°



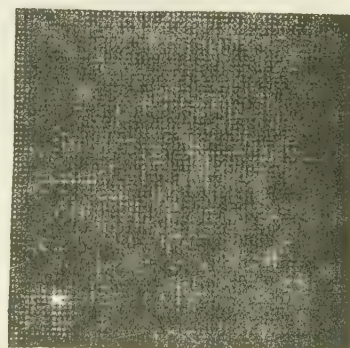
1,9 MeV
80,4°



2,5 MeV
78,6°



3,2 MeV
77,2°



3,2 MeV
60,7°

Fig. III - 12

16,92 MeV et 17,64 MeV. Il permet d'observer le dédoublement des groupes correspondant aux deux premiers niveaux.

(La résolution assez mauvaise en énergie choisie sur ces photos ne permet pas de distinguer entre les deux niveaux). D'autre part, la configuration angulaire de la dernière photographie a été choisie pour évaluer l'importance des autres processus en compétition (voir partie III-5).

Cette figure permet de constater:

- le comportement similaire, dans la zone de comparaison possible, des deux réactions ${}^6\text{Li} + t$ et ${}^7\text{Li} + d$
- la formation et la cassure prépondérante des deux niveaux de 16,63 et 16,92 Mev.
- la participation pratiquement nulle des niveaux à 17,64 et 18,15 Mev.

Nous donnons dans la figure III-13 les valeurs limites du rapport du rendement des différents niveaux mesurés au seuil à celui du niveau de 16,63 Mev à son seuil, dans le cas de ces deux réactions. Nous indiquons les conditions expérimentales de ces mesures.

Niveaux de ^8Be H (MeV)	$^6\text{Li} + t$			$^7\text{Li} + d$		
	énergie seuil E_t (MeV)	angle de détection $\theta_x = -\theta_y$	R limite supérieure	énergie seuil E_d (MeV)	angle de détection $\theta_x = -\theta_y$	R limite supérieure
16,63	0,91	82,8°	1	2,06	81,1°	1
17,64	2,43	78,6°	0,025	3,36	79,0°	0,005
18,15	3,20	77,2°	0,017	4,02	78,2°	0,003
18,90				4,98	77,2°	0,02
19,05				5,24	77,0°	0,006
19,22				5,39	76,8°	0,01
19,90				6,27	76,0°	0,17

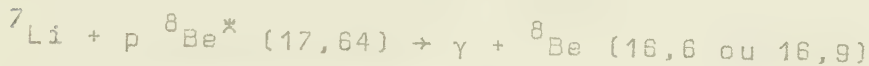
21

III-3 RECHERCHE DES TRANSITIONS γ DE FAIBLE ENERGIE DANS LE ^8Be ET DANS LE ^9Be

Dans le cas particulier où une transition γ est associée à la formation d'un état instable par particules, la détection de ces particules de cassure permet de mettre en évidence un tel processus.

Cette méthode, quoique indirecte, peut être avantageuse dans certains cas, car l'identification de transitions de faible énergie dans des spectres comportant des raies intenses de grande énergie peut être difficile.

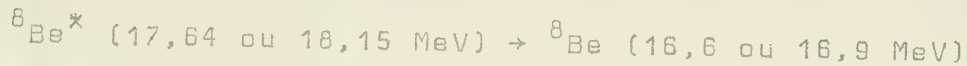
Paul et collaborateurs (Pa 64 f) et Wilson et collaborateurs (Wi 65) ont utilisé cette méthode pour mesurer la section efficace des processus



Ce cas est particulièrement favorable, car la seule réaction en compétition est la formation immédiate de deux particules α , réaction qui donne un pic étroit, bien défini.

III-3-1 Transitions γ dans le ^8Be

Nous avons tenté de déterminer de la même façon l'ordre de grandeur des processus



Dans le cadre de l'étude cinématique, il est possible de considérer que le processus en question comporte quatre "particules" dans l'état final, soit



En pratique, la quantité de mouvement du γ est négligeable. On obtient donc en première approximation un système d'équations cinématiques correspondant à une tripartition $n + \alpha + \alpha$ avec un bilan égal au bilan de la tripartition effective diminué de l'énergie emportée par le γ .

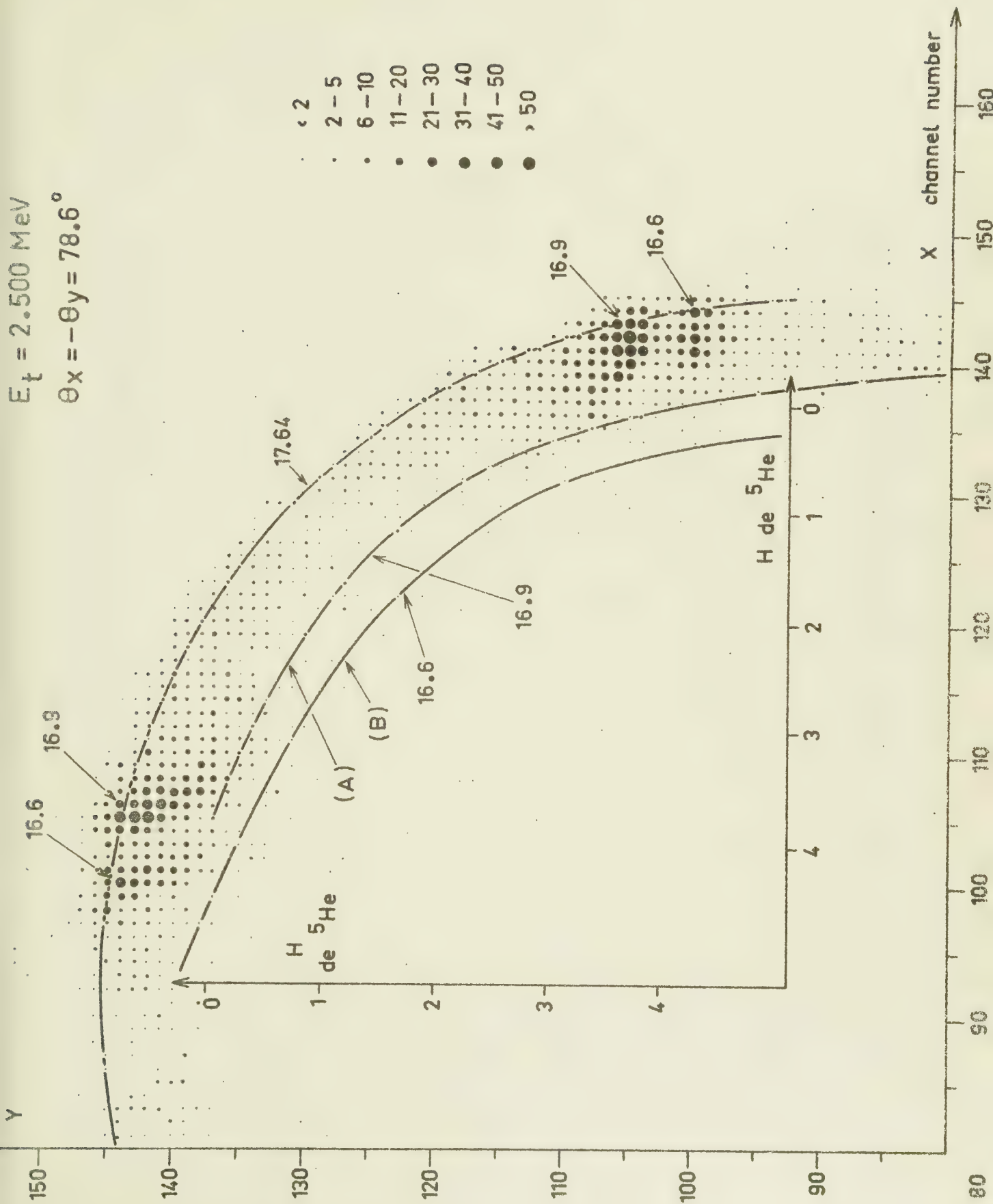
On obtient ainsi, suivant l'énergie du γ considéré, des courbes décalées par rapport à la courbe de tripartition effective. Les raisonnements que nous avons faits dans l'étude générale de la tripartition par étapes restent valables pour ces courbes que nous appellerons courbes de "tripartition + γ ". Ainsi, si un niveau du ${}^8\text{Be}$ émetteur γ est formé au seuil, les particules de cassure du niveau atteint par cette transition donneront lieu à un groupe monoénergétique sur la courbe de "tripartition + γ " correspondante et ceci pour une configuration angulaire pratiquement identique à la configuration-seuil du niveau émetteur.

Les figures III-14 et III-15 donnent les spectres obtenus dans l'étude de la décomposition par voie γ des deux niveaux 17,64 et 18,15 MeV. Ces figures correspondent en fait à un agrandissement partiel en définition 256x256 canaux des deux spectres donnés en définition 64x64 canaux dans la figure III-12.

Ces mesures ont été faites à 2,500 MeV et 3,200 MeV :

$E_t = 2.500 \text{ MeV}$

$\theta_x = -\theta_y = 78.6^\circ$



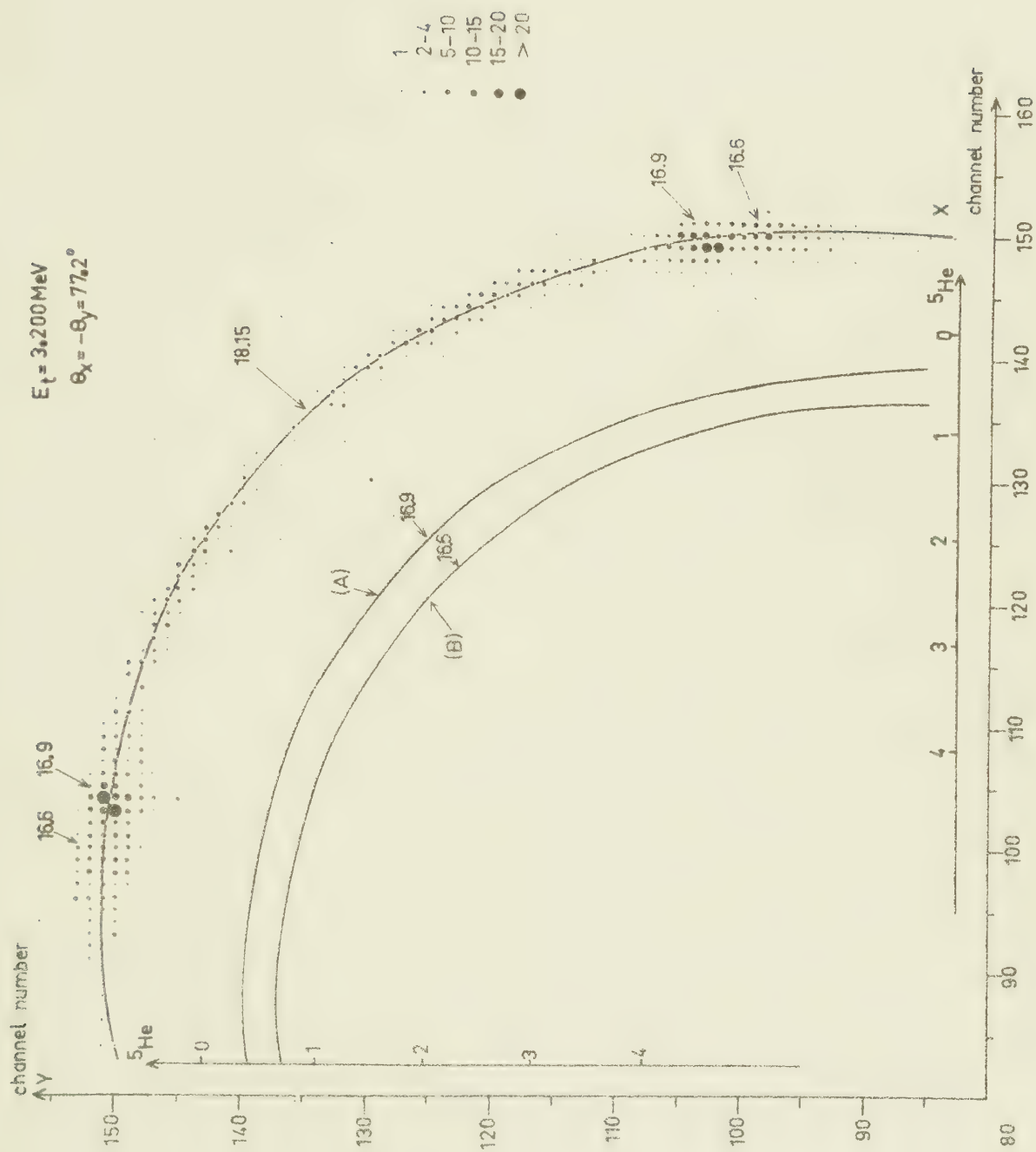


Fig. III - 15

énergies-seuils de ces niveaux.

Nous avons choisi des configurations angulaires symétriques. Les courbes A et B sont les courbes de "tripartition + γ " correspondant dans chaque figure aux transitions γ entre le niveau formé au seuil et les niveaux de 16,9 MeV et de 16,6 MeV respectivement. La réponse en énergie étant identique sur les deux voies, les groupes de particules α provenant de la cassure de l'un ou l'autre de ces niveaux formés par ce processus devraient se trouver à l'intersection de la courbe cinématique avec la première diagonale de la matrice. Ces positions théoriques sont indiquées par des flèches.

La probabilité de ces processus est extrêmement faible. Nous ne pouvons donner qu'une limite supérieure de 0,1 mb pour leurs sections efficaces. Cette limite correspond en fait à l'ordre de grandeur minimum des sections efficaces que nous pouvons mesurer avec les statistiques dont nous disposons dans ces mesures.

Des mesures semblables ont été effectuées à l'aide de l'interaction ${}^7\text{Li} + d$. Les conclusions sont du même ordre. Dans ce cas, les valeurs données dans la littérature pour la section efficace de formation de ces deux niveaux par ${}^7\text{Li}(d,n)$ (Di 60), la section efficace totale de la réaction ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ (0 et 2,9 MeV) (Lau 66) ainsi que les sections efficaces de la réaction ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}^*$ (16,6 - 16,9) , le gamma étant émis par le niveau $\begin{array}{c} | \\ \rightarrow \alpha + \alpha \end{array}$ de 17,64 MeV (Ko 65) (Wi 65a) (Mar 66), ou par le niveau de 18,15 MeV (Pau 68) permettent une évaluation grossière de la section efficace du processus étudié, évaluation compatible avec la limite que nous avons déterminée.

Une telle estimation n'est pas possible dans le cas de la réaction ${}^6\text{Li} + t \rightarrow n + \gamma + \alpha + \alpha$ car les sections effi-

caces de ${}^6\text{Li}(t,n)$ ne sont pas connues.

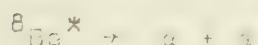
III-3-2 Transitions γ dans le ${}^9\text{Be}$

Un autre type de transition γ peut être également mis en évidence par cette méthode.

Supposons que la réaction ait lieu avec formation d'un noyau composé dans un état résonnant. Si cet état se désexcite par rayonnement γ sur un état voisin, instable par particules, nous nous retrouvons au point de vue cinématique, exactement dans le cas précédemment décrit.

Prenons par exemple l'interaction ${}^6\text{Li} + t$.

Le processus que nous venons de décrire serait :



Dans ce cas nous obtenons également des courbes de "tripartition + γ ". Mais ce processus ne fait plus intervenir, sauf cas exceptionnel, la formation de niveaux au seuil. Nous aurons donc deux groupes, dans le plan (E_1, E_2) , correspondant à la cassure d'un niveau du ${}^8\text{Be}$. Ces groupes seront à l'intersection des courbes de "tripartition + γ " et des courbes de cassure des niveaux considérés.

Nous avons cherché à mettre en évidence de tels processus. Cette zone d'excitation du ${}^9\text{Be}$ est assez mal connue. La position des niveaux d'excitation est incertaine et aucun γ de faible énergie n'a encore été observé. Nous avons fait varier l'énergie incidente autour de l'énergie de résonance des niveaux indiqués dans la littérature (Lau 66).

Aucun groupe de particules en coïncidence n'a pu être attribué sans ambiguïté à ce type de processus. Ce qui suppose que de telles transitions, si elles existent, ont une section efficace très faible.

III-3-3 Conclusion

Des mesures de ce type sont très délicates car les groupes de particules correspondant aux divers processus sont très voisins. Les processus de faible section efficace sont facilement masqués par des processus dont le rendement est prépondérant. Il est alors nécessaire de trouver un compromis entre l'ouverture angulaire des détecteurs et le temps de mesure. Si cette ouverture angulaire est très faible, les groupes sont bien séparés, mais le temps de mesure devient extrêmement grand si l'on veut obtenir des statistiques valables. (Nous sommes en effet obligés d'utiliser des cibles minces pour ne pas détériorer la résolution en énergie). Cependant si le temps des mesures est trop long, l'instabilité du dispositif électronique perturbe alors les résultats.

III-4 FORMATION INTERMEDIAIRE DE ^5He RECHERCHE DU PREMIER ETAT EXCITE

III-4-1 Etat fondamental de ^5He -----

La distribution en énergie des particules α émises, dans une direction donnée, dans les interactions $^7\text{Li} + d$ et $^6\text{Li} + t$ indique clairement la formation de ^5He dans son état fondamental, formation dont la section efficace est importante dans les deux cas (se reporter à la figure III-1 dans le cas $^7\text{Li} + d$ et à la figure IV-10 dans le cas $^6\text{Li} + t$).

La figure III-16 donne la courbe d'excitation de la réaction $^7\text{Li}(d, \alpha)^5\text{He}(0)$ mesurée à 90° . Cette courbe est très grossière. En effet, pour l'obtenir, nous n'avons intégré que la partie haute énergie du pic large correspondant à cette réaction. Les erreurs dont ces points sont entachés sont importantes. Elles sont dues tout d'abord au choix de la limite d'intégration et également aux perturbations provoquées par les continums sous-jacents. L'échelle en mb est donnée à 15 % près.

Nous n'attribuerons donc à cette courbe qu'une valeur qualitative. Cette courbe est relativement monotone, elle n'offre un changement de pente qu'au voisinage de 2,4 MeV : énergie-seuil du 2e niveau. Aussi est-il difficile de l'attribuer à une structure particulière du ^9Be .

III-4-2 Recherche d'un premier état excité de ^5He -----

Le modèle en couches avec l'hypothèse d'une force spin-orbite prévoit que le niveau fondamental de ^5He correspond à une configuration $1p_{3/2}$ et qu'il existe un premier état

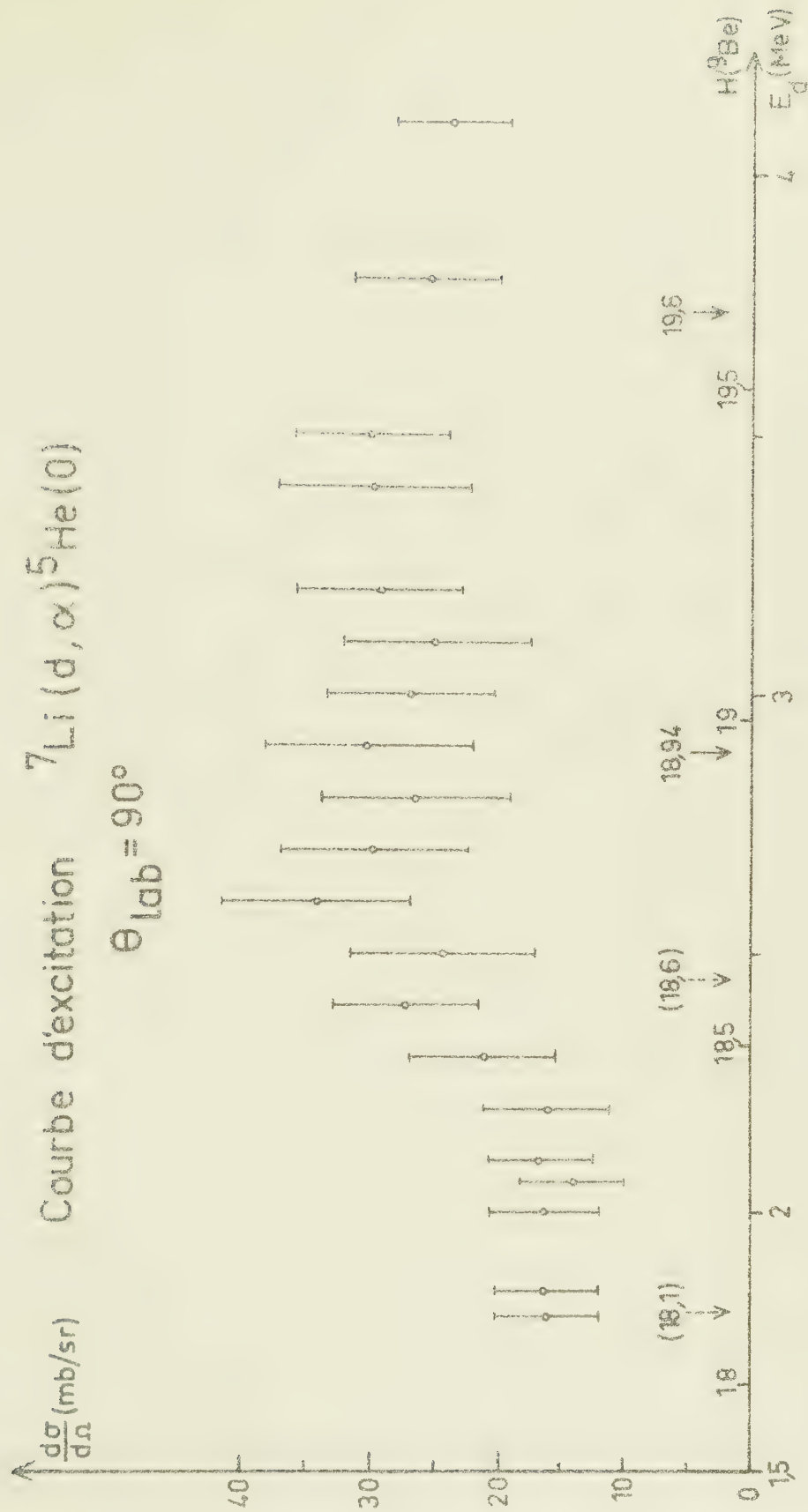


Fig. III - 16

excité large, d'énergie assez basse, qui correspond à une configuration $1P_{1/2}$.

La connaissance de la position exacte de ce premier état excité serait intéressante, car elle permettrait une évaluation de l'intensité de la force spin-orbite. (Le noyau ^5He étant un système de peu de nucléons, le calcul en est facilité).

Malheureusement, les résultats expérimentaux obtenus sont assez contradictoires. Le sommaire donné par Fessenden (Fe 64) montre que ce niveau, ou bien n'est pas observé, ou bien est situé soit à 2,5 MeV soit à 5 MeV.

L'évaluation de sa largeur varie de 1 à 5 MeV.

Il faut remarquer que ces contradictions existent dans l'étude d'une même réaction faite par différents auteurs. En particulier, la réaction $^7\text{Li}(d,\alpha)^5\text{He}$ a été souvent utilisée. Cüer et Jung (Cu 54a) à l'aide d'émulsions nucléaires indiquent un niveau à 2,6 MeV. Weber (We 58a) dans les mêmes conditions expérimentales ($E_d \sim 1$ MeV), mais avec un spectrographe magnétique ne peut le confirmer. Avec une technique de coïncidence entre deux détecteurs à semi-conducteur, Fessenden (Fe 64) reprend cette étude à plus basse énergie (0,2 MeV) et réaffirme l'existence de ce niveau avec une largeur de 4 MeV. D'après cet auteur, ce niveau est formé avec une probabilité 1,5 fois plus grande que le niveau fondamental.

Cependant, une analyse critique de ce dernier travail ne nous permet pas de prêter entièrement foi à ces résultats. En particulier ces mesures sont faites en plaçant une fenêtre électronique sur l'une des voies et en considérant sur l'autre voie la partie du spectre qui est coïncidente. Cette fenêtre est successivement déplacée pour balayer tout le spectre de

la première voie. Ceci correspond, en fait, à étudier les projections sur l'un des axes de portions de la courbe de tripartition comprises entre deux droites parallèles à l'axe de projection .

Il est très difficile, de cette façon de séparer les différents processus et les erreurs d'interprétation sont courantes. Assimakopoulos et collaborateurs (Ass 65) par l'étude à 0,380 keV de cette même réaction et avec un dispositif d'acquisition biparamétrique indiquent un niveau à 5,2 MeV avec 5,6 MeV de largeur, mais ne donnent pas d'indication de la section efficace correspondante.

Nous avons repris cette étude à l'aide des deux réactions ${}^6\text{Li}(t, \alpha)$ et ${}^7\text{Li}(d, \alpha)$.

Sur la figure III-17 est représenté un spectre obtenu dans la première réaction. L'énergie d'excitation dans ${}^5\text{He}$ est reportée parallèlement aux axes. L'énergie incidente a été choisie inférieure aux énergies-seuils de formation du ${}^8\text{Be}^*$ (16,6). Ce spectre ne présente pas de groupes qui puissent être attribués à un état excité. En fait, pour un domaine d'excitation compris entre 2 et 8 MeV, nous estimons que le rapport des rendements de cet état à celui du fondamental est inférieur à 0,2.

Dans le cas de la réaction ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}$, la figure III-18 donne un des spectres obtenus. Les détecteurs ont des ouvertures angulaires très faibles, ce qui permet d'obtenir des groupes bien définis, mais entraîne de faibles statistiques malgré un temps de mesure important.

La formation d'un état excité de ${}^5\text{He}$ n'est pas plus évidente dans ce cas.

III-4-3 Conclusion

Dans les interactions ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$,

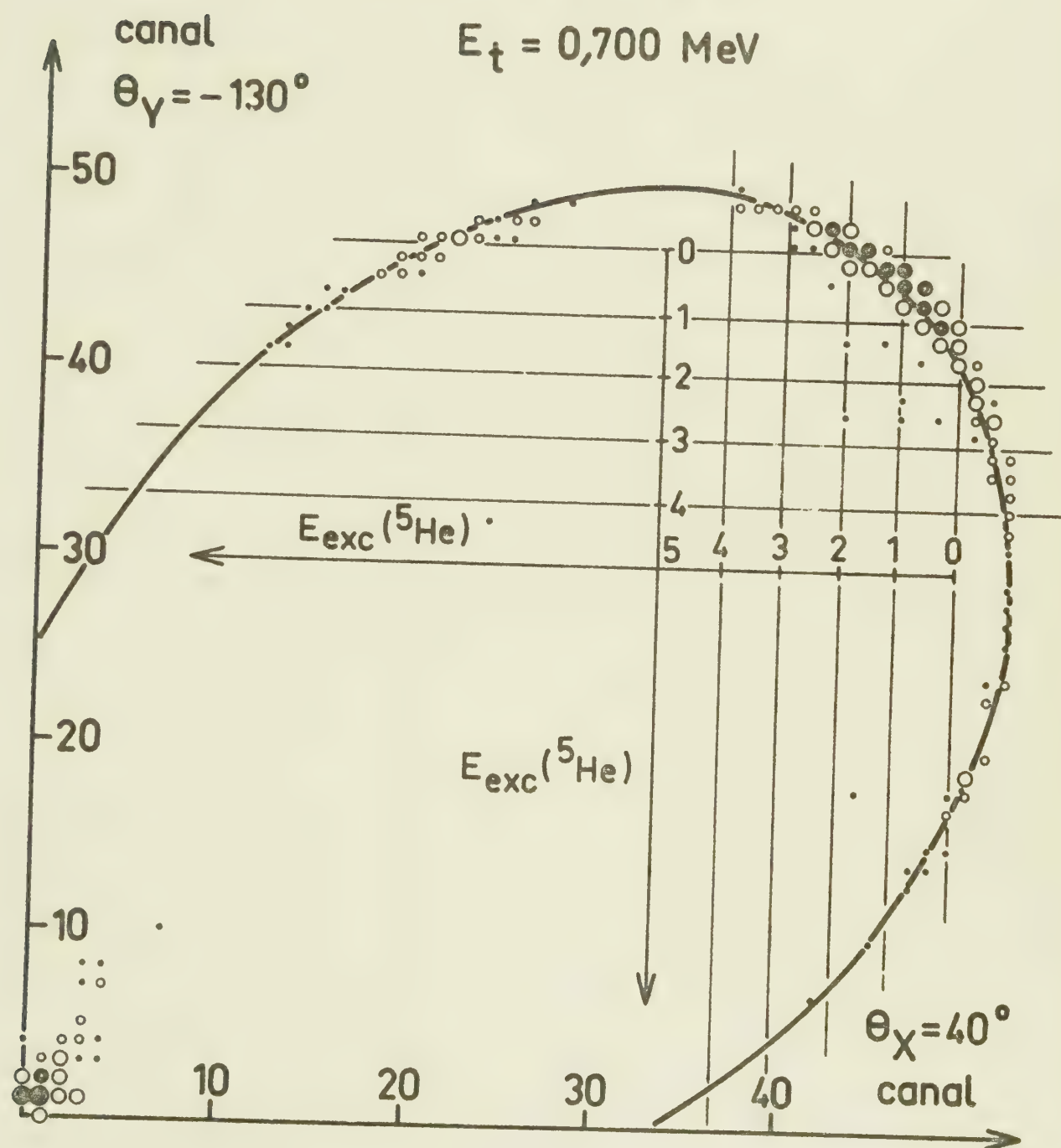
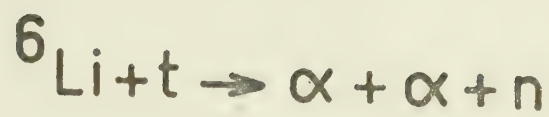


Fig. III - 17

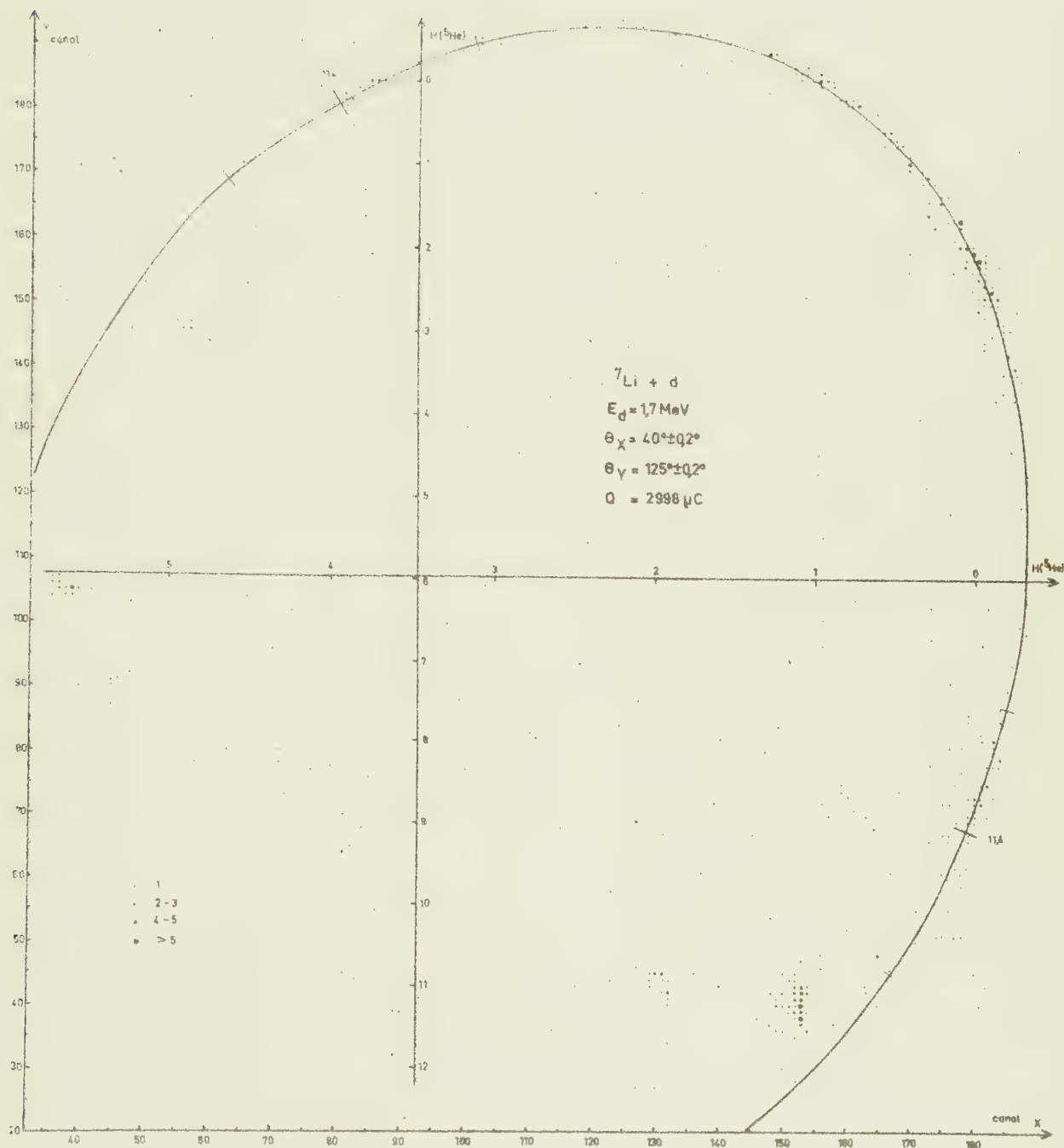


Fig. III - 18

nous observons la formation intermédiaire de ^5He dans son état fondamental avec une section efficace importante. Par contre, nous ne pouvons mettre en évidence l'étape correspondant à la formation d'un premier état excité de ^5He .

III-5 FORMATION DU NIVEAU DE 11,4 MeV
DU ^8Be ET TRIPARTITION DIRECTE

Sur la figure III-18, nous avons reporté les zones où devraient se trouver les particules α de cassure du niveau de 11,4 MeV du ^8Be , compte tenu de sa largeur. Les zones se superposent en partie avec celles de $^5\text{He}(0)$.

D'autre part, la dernière photo de la figure III-12 (cf partie III-2-2) permet d'évaluer la proportion des processus que nous n'avons pas encore considérés. La configuration angulaire ($60,7^\circ$) a été choisie pour éliminer la contribution des niveaux au-dessus de 11 MeV du ^8Be et celle des niveaux inférieurs à 4 MeV dans ^5He . La formation du ^8Be dans la zone d'excitation entre 4 et 10 MeV, celle de ^5He entre 4 et 15 MeV et la tripartition directe sont donc les seuls processus qui peuvent intervenir dans ce spectre. Cette mesure a été effectuée avec un nombre de particules incidentes important.

Nous constatons que tous ces processus ont des sections efficaces faibles. Le passage par le niveau large à 11,4 MeV (environ 7 MeV) du ^8Be peut expliquer l'ensemble des coïncidences observées.

III-6 CONCLUSION

La figure III-19 donne une vue d'ensemble des différents processus que nous avons analysés dans les pages précédentes.

Cette mesure a été effectuée avec un détecteur de faible ouverture et un détecteur de grande ouverture (10°). Nous avons reporté les courbes de tripartition correspondant à l'angle moyen de ce détecteur et aux angles limites définis par ses dimensions.

L'énergie incidente étant légèrement supérieure à l'énergie-seuil du niveau de 16,63 MeV du ^8Be , nous avons indiqué la position des groupes correspondants.

Nous avons également reporté les zones de ^5He fondamental en indiquant la largeur de ce niveau par des hachures parallèles à la position moyenne.

En partie superposées aux zones $^5\text{He}(0)$, se trouvent les zones correspondant à la formation du 11,4 MeV du ^8Be .

L'échelle de l'excitation dans ^5He est reportée parallèlement aux axes et permet d'évaluer directement la contribution d'un éventuel état excité de ^5He .

Notons que le groupe intense situé autour du canal $Y=15$ correspond à la détection en coïncidence de deux morceaux d'une réaction à deux corps ($^{16}\text{O}(t, \alpha_0) ^{15}\text{N}$). Sa présence sur les courbes cinématiques est tout à fait fortuite.

D'après l'analyse détaillée que nous avons faite et dont les éléments principaux se retrouvent dans cette figure, il est possible de conclure que les réactions $^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$, $^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$ ont un comportement analogue.

Les étapes ayant lieu avec un fort rendement dans ces deux

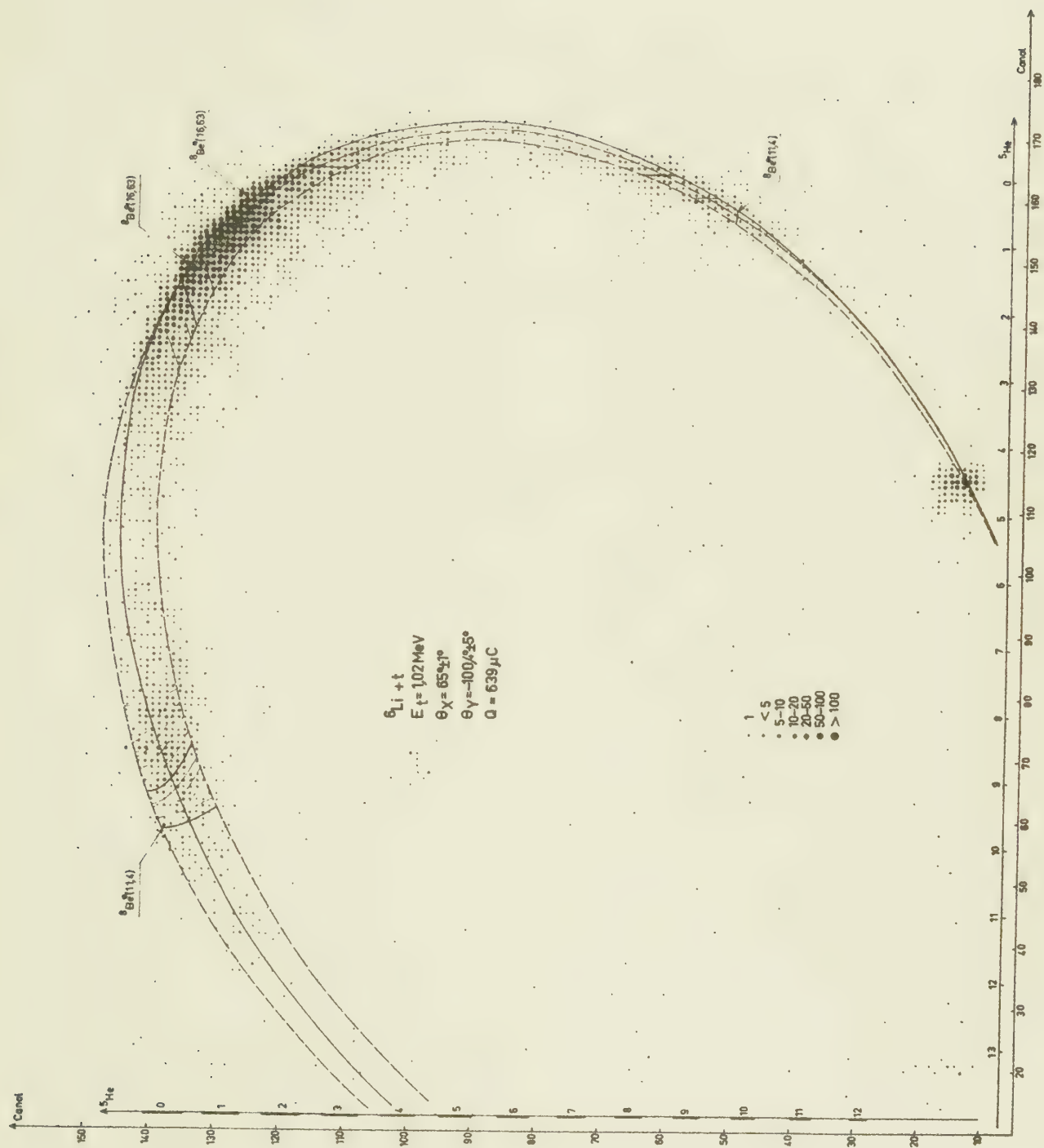


Fig. III - 19

cas sont identiques :

- formation et cassure de niveaux du ^8Be (16,63 MeV et 16,92 MeV) lorsque cela est énergétiquement possible.
- formation et cassure du niveau fondamental du ^5He .

Les sections efficaces des autres processus sont faibles. Il n'est pas possible de les discriminer sans ambiguïté. Les groupes très étalés le long des courbes cinématiques correspondant à la formation de niveaux très larges (11,4 MeV du ^8Be , état $P_{1/2}$ éventuel de ^5He) et la distribution continue le long de ces mêmes courbes de la tripartition directe ne sont pas distinguables. L'un ou l'autre, ou l'ensemble de ces processus, permettent d'expliquer les coïncidences observées entre les groupes bien définis.

Quelques conclusions supplémentaires sont déduites de l'étude de la réaction $^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$. On note un passage net par un niveau voisin de 19,9 MeV dans le ^8Be pour des énergies incidentes supérieures à 6 MeV. D'autre part, le rendement du passage par le fondamental de ^5He est une fonction relativement monotone de l'énergie incidente.

L'ensemble des conclusions relatives aux différents mécanismes de la réaction $^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ rejoint celles obtenues par différents auteurs (Jo 64e) (Val 67) dans l'étude de cette même réaction. Valkovic (Val 67) par une étude des coïncidences α -n signale en outre la formation importante des niveaux fondamental et 2,9 MeV du ^8Be . Il montre ainsi qu'entre 2,4 et 4 MeV la section efficace de formation du fondamental de ^5He est environ deux fois la section efficace de formation du niveau à 2,9 MeV du ^8Be .

CHAPITRE IV ETUDE QUANTITATIVE DES PROCESSUS
PREPONDERANTS DANS LES REACTIONS
 ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$

- IV-1 Sections efficaces de références - cibles
- IV-2 Courbes d'excitation ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t$
- IV-3 Réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha)$ et ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$
- IV-4 Réactions ${}^7\text{Li}(d,n)$ et ${}^6\text{Li}(t,n){}^8\text{Be}^*$ (H) avec
 H = 16,63 16,92 et 19,9 MeV

Nous avons, dans le chapitre précédent analysé qualitativement les différents processus intervenant dans les réactions ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^8\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$.

Deux mécanismes sont prépondérants : la formation de ${}^5\text{He}$ dans son état fondamental, la formation de niveaux du ${}^8\text{Be}$ supérieur à 16 MeV lorsque l'énergie incidente est suffisante.

Nous allons dans ce chapitre étudier de façon plus précise ces deux processus et déterminer leur rendement relatif.

L'analyse quantitative d'un spectre X Y est difficile. Généralement les processus en compétition sont nombreux et se superposent. D'autre part, dans les réactions à trois corps ayant lieu par étapes, le calcul de l'angle solide dans les centres de masses successifs est délicat, car souvent il n'est plus possible d'admettre qu'il s'agit d'infiniment petits.

En général il n'est donc pas possible de déduire de l'analyse directe d'un spectre, le rendement relatif de deux processus, car leur observation est plus ou moins favorisée par la configuration cinématique choisie.

Nous nous trouvons cependant dans une situation particulièrement favorable. En effet, le choix de l'énergie incidente nous permet de faire apparaître successivement les divers processus. Il est alors possible de procéder par comparaison.

D'autre part, la configuration cinématique au voisinage du seuil est particulièrement intéressante. Elle favorise au maximum l'observation du processus correspondant.

Cette comparaison entre des spectres obtenus à des énergies différentes suppose que le rendement de ces divers processus évolue peu avec l'énergie incidente. Pour étayer cette hypothèse, nous avons étudié les courbes d'excitation des réactions induites par deutérons sur ${}^7\text{Li}$ et par tritons sur ${}^6\text{Li}$.

Nous avons ensuite étudié les différents processus à des énergies incidentes bien choisies.

En introduction à cette étude quantitative, nous donnons une analyse des sections efficaces de référence adoptées et la détermination de nos cibles.

IV-I SECTIONS EFFICACES DE REFERENCES CIBLES

IV-1-1 Section efficace de base : ${}^7\text{Li} + p \rightarrow \alpha + \alpha$

Nous avons choisi comme section efficace de base la valeur donnée par Freeman et collaborateurs (Fre 58) pour la réaction ${}^7\text{Li} + p \rightarrow \alpha + \alpha$, soit :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} [{}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha \text{ à } 90^\circ \text{ et } 1,470 \text{ MeV}] = (1,16 \pm 0,10) \text{ mb/sr}$$

Notons que ces auteurs indiquent qu'il s'agit de la section efficace de réaction et non du rendement de particules α . (Les deux particules émises étant identiques, il est nécessaire de diviser par 2 le rendement observé pour obtenir la section efficace de réaction).

Les valeurs de Freeman sont très souvent utilisées dans la littérature comme valeurs de référence. Cependant, certains auteurs remettent en question la définition même de ces sections efficaces. Marion (Mar 66) par une mesure absolue donne une valeur de la section efficace de réaction à 90° , à une énergie de 1,36 MeV, égale à $(0,60 \pm 0,05) \text{ mb/sr}$. Dans les mêmes conditions Freeman indique $(0,94 \pm 0,08) \text{ mb/sr}$. Marion estime donc que cet auteur donne la section efficace de production de particules α . Cependant Paul (Pau 68) utilisant une cible de Li F compare les sections efficaces des réactions ${}^{19}\text{F}(p,\alpha){}^{16}\text{O}$ et ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$. La section efficace de la première réaction étant bien connue, il en déduit une valeur de la section efficace de ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$ très voisine de la valeur de Freeman. Il en conclut que les valeurs de Freeman correspondent bien aux sections efficaces de réaction.

Ne pouvant pas trancher le débat, nous avons admis que la valeur donnée par Freeman était la section efficace de réaction. Si en fait cela n'est pas le cas, il suffit de multiplier les valeurs que nous donnons par un facteur 0,5. A partir de cette section efficace de référence, nous avons déterminé des sections efficaces d'autres réactions nécessaires pour l'étalonnage des cibles.

IV-1-2 Sections efficaces de ${}^6\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha$

Pour l'étude de la réaction ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha + n$ nous avons utilisé des cibles de Li naturel. Ceci nous permet d'avoir comme contrôle permanent, le pic de la réaction ${}^6\text{Li} + d \rightarrow \alpha + \alpha$, bien isolé dans la partie haute énergie du spectre.

Nous avons donc, parallèlement à notre étude principale, mesuré la courbe d'excitation de la réaction ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$ à 90° dans le domaine d'énergie intéressant. Cette courbe est donnée dans la figure IV-1. Nous avons reporté suivant l'axe des énergies, l'énergie d'excitation dans le ${}^8\text{Be}$ en précisant les niveaux indiqués dans la littérature (Lau 66).

Cette courbe est en bon accord avec la courbe donnée par Jeronymo et collaborateurs (Je 62). Ceci constitue donc un test des mesures que nous avons effectuées en ${}^7\text{Li} + d$.

En fait, nous n'avons pas monitoré nos mesures par rapport au pic ${}^6\text{Li}(d,\alpha)$ obtenu simultanément. En effet le Li naturel contient 92,5 % de ${}^7\text{Li}$ et 7,5 % de ${}^6\text{Li}$. Pour un même temps de mesure, le rendement d'une réaction sur ${}^6\text{Li}$ est à peu près dix fois plus faible que le rendement d'une réaction sur ${}^7\text{Li}$, dans l'hypothèse où les sections efficaces des deux réactions sont semblables. Si l'on choisit le temps de mesure en fonction du rendement observé pour la réaction ${}^7\text{Li} + d$, le rendement obtenu pour ${}^6\text{Li} + d$ est faible et l'erreur sta-

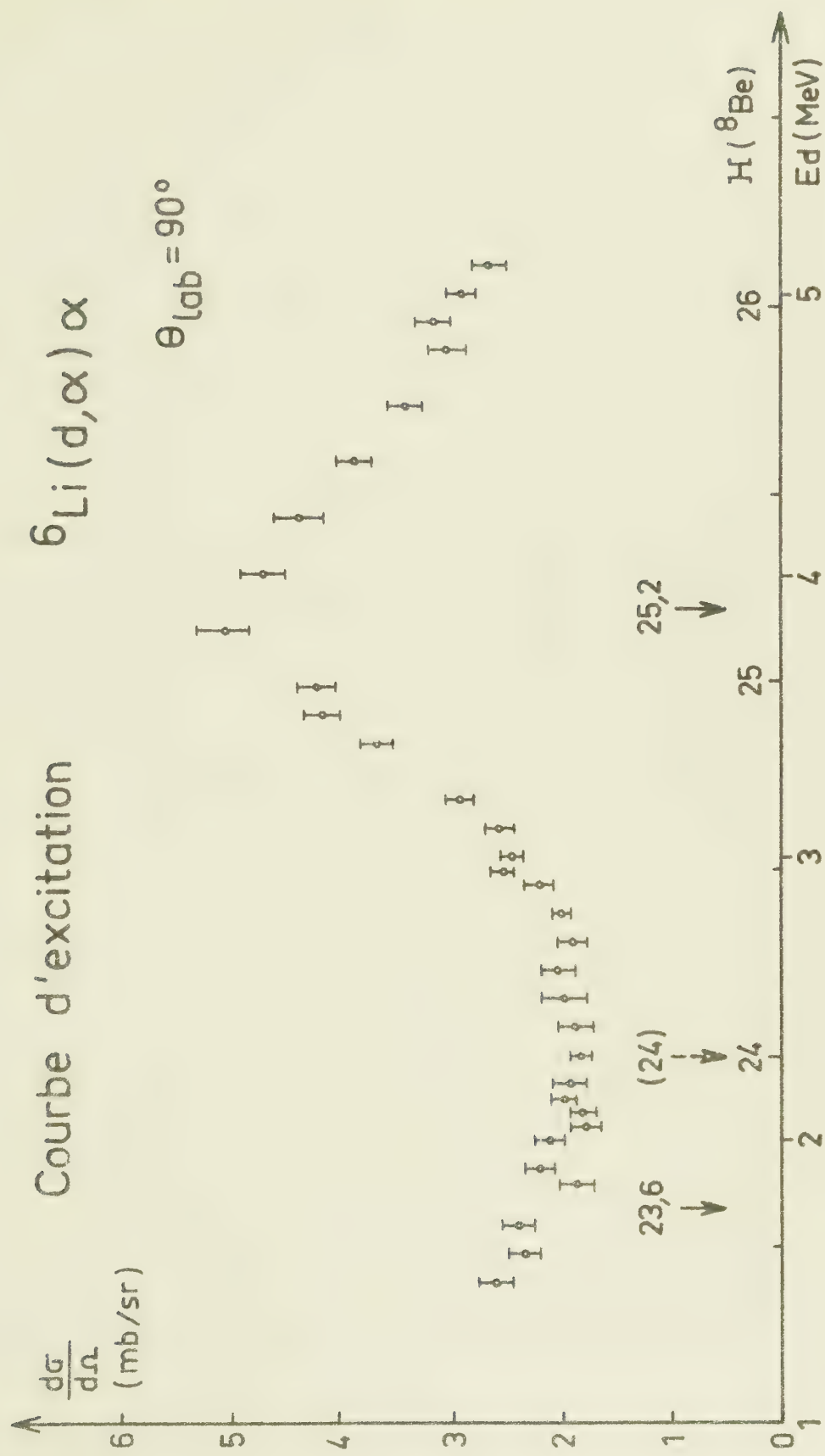


Fig. IV - 1

tistique grande.

Nous avons donc préféré prendre la charge incidente comme référence, charge sur laquelle est supposée une erreur de 3 %.

Toutefois, nous avons mesuré avec précision un point de cette courbe. Par comparaison avec la section efficace ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$ donnée par Freeman nous avons obtenu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} | {}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha \text{ à } 90^\circ \text{ et } 2,3 \text{ MeV} | = (1,84 \pm 0,22) \text{ mb/sr}$$

La courbe donnée par Jeronymo permet de déduire une valeur de l'ordre de 2 mb/sr dans cette même zone d'énergie incidente. Notre valeur est donc en bon accord. (Notons que ces auteurs ont adopté la même valeur de référence que nous, [Fre58]).

Cette valeur de la section efficace de ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$ nous a servi de référence au même titre que la section efficace de ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$.

IV-1-3 Section efficace de ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He})\alpha$

Pour l'étude de la réaction ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$ nous avons utilisé des cibles de lithium enrichi en ${}^6\text{Li}$ (99,3%).

Le ${}^7\text{Li}$ est dans ce cas gênant car il donne lieu à des réactions de fort bilan.

Les cibles utilisées ont généralement été étalonnées au Van de Graeff 5 MeV à l'aide de la réaction ${}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha$ à 2,3 MeV. Néanmoins, dans certains cas il a été nécessaire d'étalonner de nouvelles cibles de ${}^6\text{Li}$ et ceci sans pouvoir disposer de faisceau de deutérons (mesures faites au

Van de Graeff 3 MeV). Nous avons alors utilisé la section efficace de la réaction ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He})$ comme valeur de référence. A 1,470 MeV et 90° , toujours par comparaison avec la même section efficace de base (Fre 58), nous avons mesuré

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| {}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He})\alpha = (24,2 \pm 3,5) \text{ mb/sr}$$

et

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| {}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He} = (33,4 \pm 4,7) \text{ mb/sr}$$

Nous avons trouvé peu de valeurs de comparaison dans la littérature. Han(Han 62) indique des valeurs beaucoup plus faibles. Cet auteur prend comme section efficace de référence :

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \alpha(p, p) \text{ à } 5\text{MeV } 90^\circ_L = (73,0 \pm 3,6) \text{ mb/sr}.$$

Les valeurs qu'il obtient dans le cas de ${}^7\text{Li}(p, \alpha)$ sont en désaccord avec celles de Cassagnou (Ca 62c) et dans le cas de ${}^6\text{Li}(d, \alpha)$ avec celles de Jeronymo (Je 62). En fait ces deux auteurs se réfèrent à la valeur donnée par Freeman. Ceci remet donc en question la validité de cette valeur de base. Le rapport entre les valeurs de Cassagnou et Jeronymo et celles de Han n'est pas constant. Il fluctue autour de 2,5.

IV-1-4 Cibles

A partir des valeurs de ces sections efficaces de référence et des dimensions géométriques des détecteurs, nous avons pu déterminer, de façon relativement précise, les épaisseurs de nos cibles. En pratique, nous avons utilisé essentiellement deux cibles pour effectuer les différentes mesures de sections efficaces que nous donnons dans ce chapitre. La robustesse des cibles de lithium évaporé sur film de Formvar, ainsi que le dispositif de protection particulièrement efficace que constitue notre réserve de cibles, nous ont permis de les utiliser d'un accélérateur à l'autre et de les conserver intactes d'une série de mesures à l'autre durant de très longues périodes. La durée de vie de ces cibles ne dépend plus que de "l'usure" provoquée par l'impact du faisceau. Ces deux cibles ont donc été particulièrement bien étudiées. Les valeurs obtenues sont :

- cible lithium naturel $3,2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ${}^6\text{Li}_2\text{O}$ } soit $46,2 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
 $43 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ${}^7\text{Li}_2\text{O}$ } de Li_2O
- cible enrichie en ${}^6\text{Li}$ $15,6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ${}^6\text{Li}_2\text{O}$

Les erreurs sur ces valeurs sont de l'ordre de 15 %.

Ces deux cibles sont données comme exemples. Les autres cibles utilisées étaient sensiblement de même épaisseur.

IV-1-5 Conclusion

Toutes les valeurs des sections efficaces de ce travail sont déduites de la valeur

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ({}^7\text{Li}(p,\alpha) 90^\circ 1,470 \text{ MeV}) = (1,16 \pm 0,10) \text{ mb/sr}$$

Nous avons utilisé comme sections efficaces de référence ,
outre cette première valeur, des valeurs que nous avons dé-
duites de celle-ci, soit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ({}^6\text{Li}(d,\alpha)\alpha \ 90^\circ \ 2,3 \text{ MeV}) = (1,84 \pm 0,22) \text{ mb/sr}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ({}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}) \ 90^\circ \ 1,470 \text{ MeV}) = (24,2 \pm 3,5) \text{ mb/sr}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} ({}^6\text{Li}(p,\alpha) {}^3\text{He} \ 90^\circ \ 1,470 \text{ MeV}) = (33,4 \pm 4,7) \text{ mb/sr}$$

Les cibles utilisées sont, soit du lithium naturel, soit
du lithium enrichi en ${}^6\text{Li}$ évaporé sur Formvar.

IV-2 COURBES D'EXCITATION ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t$

Pour mesurer ces courbes d'excitation, nous avons utilisé deux chaînes de détection. L'un des détecteurs était placé à 90° , l'autre à 60° . Ces angles ont été choisis pour permettre l'observation de pics, à des énergies incidentes relativement basses, de réactions ayant un faible bilan.

Nous avons systématiquement étudié toutes les réactions ayant lieu sur le ${}^7\text{Li}$ ou le ${}^6\text{Li}$ que nous pouvions observer. Ainsi, il a été possible de mesurer les courbes d'excitation de ${}^7\text{Li}(d,d){}^7\text{Li}(0)$, ${}^7\text{Li}(d,d){}^7\text{Li}(0,478)$, ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}(0)$, ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}(0,975)$, ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}(0)$ et ${}^6\text{Li}(t,t){}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Li}(t,d){}^7\text{Li}(0)$, ${}^6\text{Li}(t,p){}^8\text{Li}(0)$.

Ces courbes sont interrompues dans certaines zones d'énergie incidente à cause de la superposition de pics provenant de réactions compétitives sur des impuretés de la cible.

Les réactions que nous étudions ont des bilans très faibles, nuls ou négatifs. Dans cette partie basse énergie des spectres, se placent également les pics correspondant à des zones d'excitation élevée des noyaux résiduels produits par des réactions de fort bilan. La densité des niveaux dans ces zones est grande et par conséquent, dans nos spectres, le nombre de pics "parasites" est également grand.

Nous n'avons pas observé tous les niveaux indiqués dans la littérature (Lau 66). Nous avons étudié le déplacement relatif des différents pics observés en fonction de l'énergie incidente. Nous avons cessé d'intégrer les pics provenant de réactions sur le ${}^7\text{Li}$ uniquement dans le cas où nous avons pu observer la superposition progressive des pics. C'est-à-dire que nous n'avons pas tenu compte de la superposition de pics

dont le rendement est faible dans les zones où ils peuvent être observés isolément.

Dans le cas particulier où le pic "parasite" a un rendement beaucoup plus faible que le pic intéressant, nous avons supposé ce rendement constant dans la zone de superposition et nous l'avons inclus dans l'erreur attachée aux points de la courbe d'excitation considérée.

Les pics que nous avons intégrés sont très souvent superposés à des fonds continus qu'il est nécessaire d'estimer. Ceci entraîne une erreur relativement grande (10 à 15 %) sur certains points.

IV-2-1 ${}^7\text{Li} + d$

La figure IV-2 représente un des spectres obtenus dans le bombardement d'une cible de ${}^7\text{Li}$ par des deutérons. Nous avons noté les différentes réactions par des flèches dont les extrémités sont alignées suivant la nature du noyau-cible.

Les figures IV-3 et IV-4 donnent les courbes d'excitation obtenues pour ces deux angles. Nous avons reporté l'énergie d'excitation correspondante dans le ${}^9\text{Be}$ et nous avons noté la position des niveaux connus ou douteux indiqués par Lauritzen (Lau 66). Les échelles en mb/sr sont données à 20 % près.

Le comportement de ces courbes est généralement monotone. Elles ne présentent aucune résonance marquée, on note quelques oscillations dont l'amplitude est au maximum égale à la valeur moyenne de la courbe.

Les oscillations les plus nettes semblent correspondre au niveau de 18,94 MeV dans ${}^9\text{Be}$ dans le cas ${}^7\text{Li}(d,d){}^7\text{Li}(0)$ et au niveau de 19,6 dans le cas de ${}^7\text{Li}(d,t){}^6\text{Li}(0)$ observé à 90° .

Courbes d'excitation ${}^7\text{Li}+d$ (90° lab)

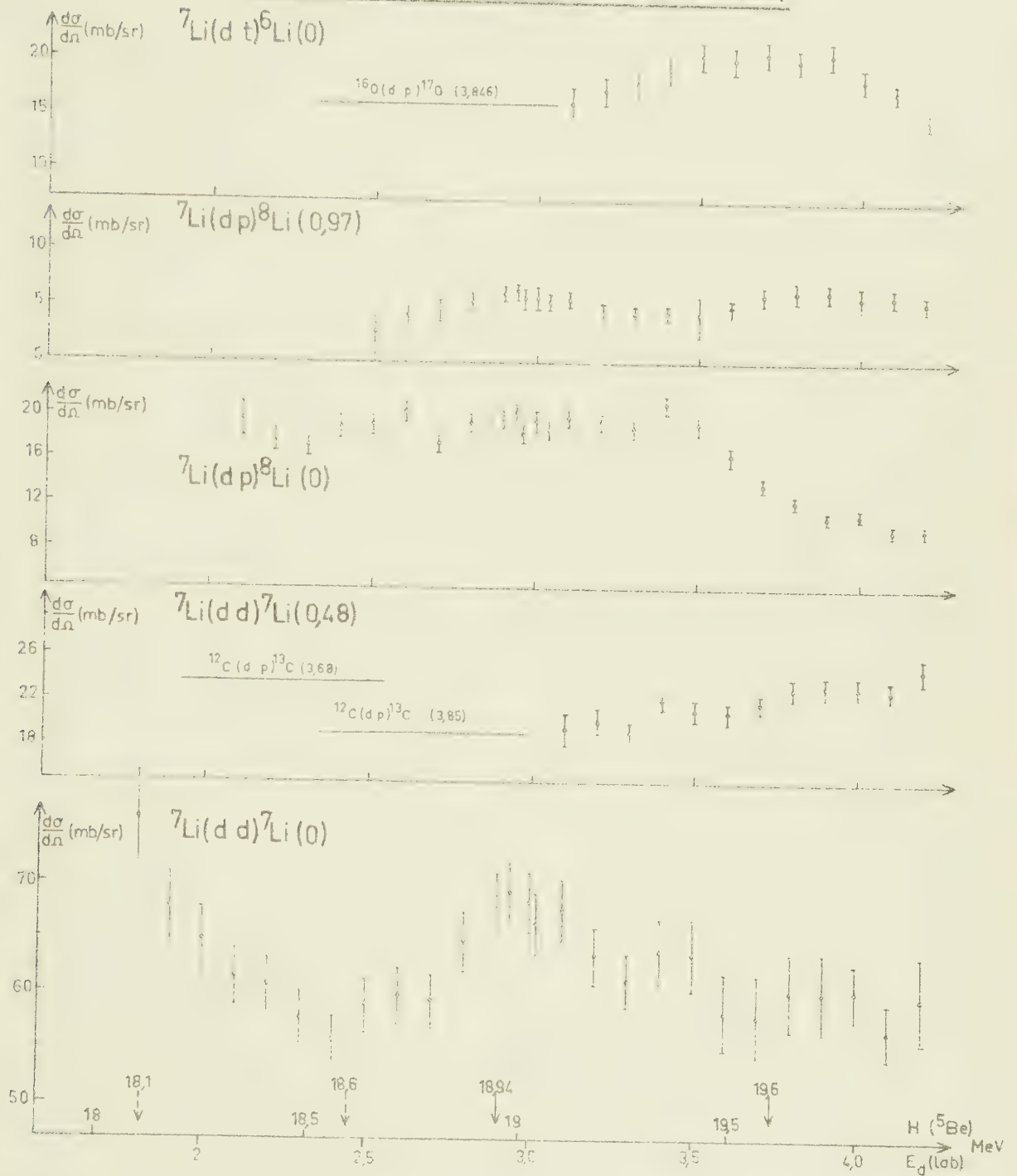


Fig. IV - 3

Courbes d'excitation ${}^7\text{Li}+d$ (60° lab)

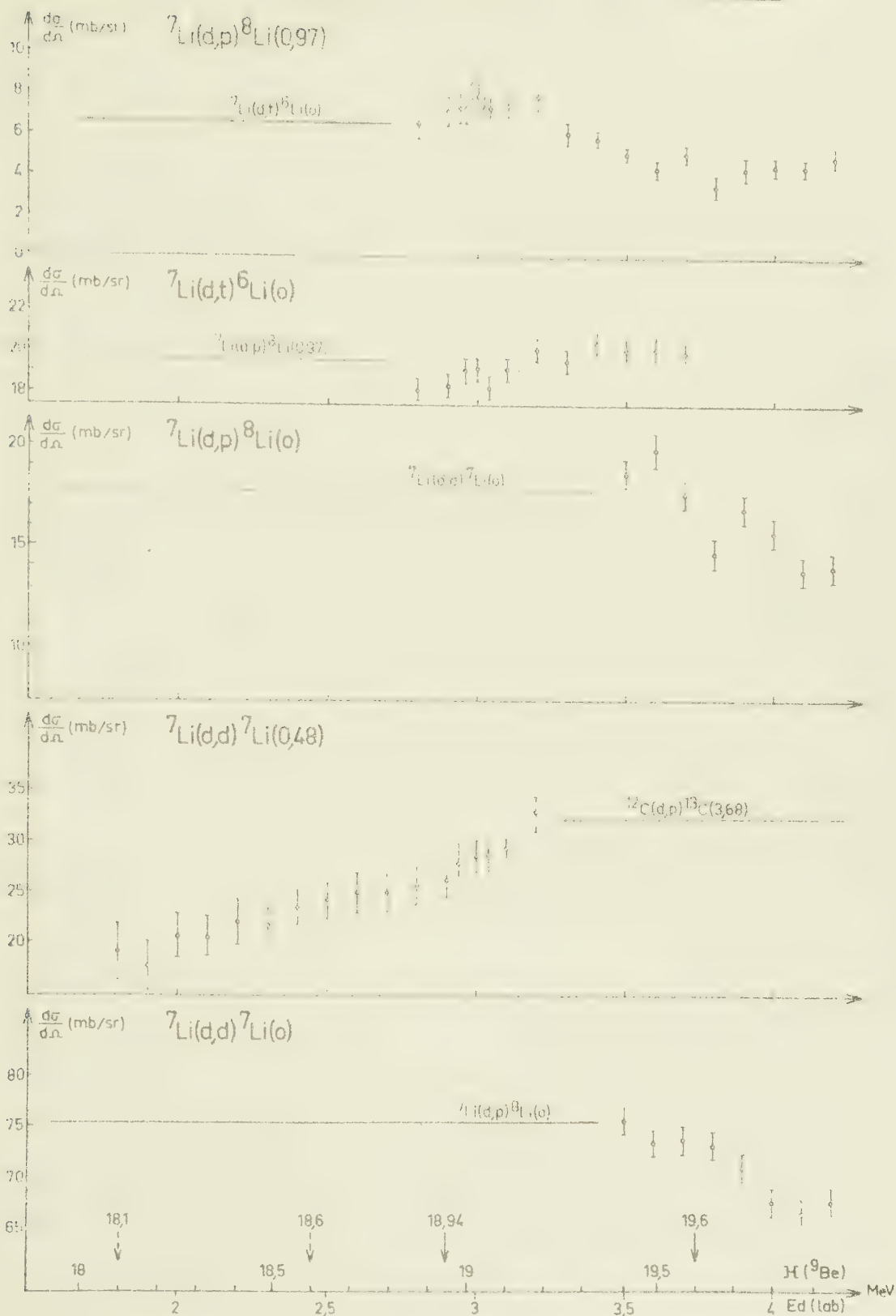


Fig. IV - 4

Ces mesures ne permettent en aucune façon de confirmer ou d'infirmer un niveau à 18,6 MeV observé par d'autres auteurs par l'étude de ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$ (cf Lau 66).

IV-2-2 ${}^6\text{Li} + t$

La figure IV-5 donne un spectre obtenu dans l'interaction ${}^6\text{Li} + t$. Les principes adoptés pour cette figure sont les mêmes que pour la figure IV-2.

Sur la figure IV-6 sont reportées les courbes d'excitation obtenues aux angles 90° et 60° . Nous avons juxtaposé les courbes correspondant à la même réaction dans chacun des angles. A 60° il n'est pas possible de discriminer entre les pics des réactions ${}^6\text{Li}(t,d){}^7\text{Li}(0)$ et ${}^6\text{Li}(t,p){}^8\text{Li}(0)$. Nous donnons néanmoins la courbe d'excitation de l'ensemble de ces deux réactions. En effet, les courbes obtenues à 90° pour l'une et l'autre indiquent une très grande différence de rendement. Nous pouvons donc estimer que la courbe établie, en intégrant les deux pics, correspond essentiellement à la courbe d'excitation de la réaction ${}^6\text{Li}(d,t){}^7\text{Li}(0)$.

Ces courbes sont assez monotones. Elles présentent quelques oscillations de faible amplitude. La courbe ${}^6\text{Li}(t,p){}^8\text{Li}$ à 90° en présente une relativement nette qui peut correspondre à la formation du niveau de 18,94 MeV.

Le niveau à 19,6 MeV peut être associé à l'oscillation observée dans la courbe ${}^6\text{Li}(t,d)$ et ${}^6\text{Li}(t,p)$ à 60° . La courbe à 90° de ${}^6\text{Li}(t,d){}^7\text{Li}(0)$ présente une légère **résonance** à une énergie incidente correspondant à la formation du niveau de 18,6 MeV dont l'existence est en fait douteuse.

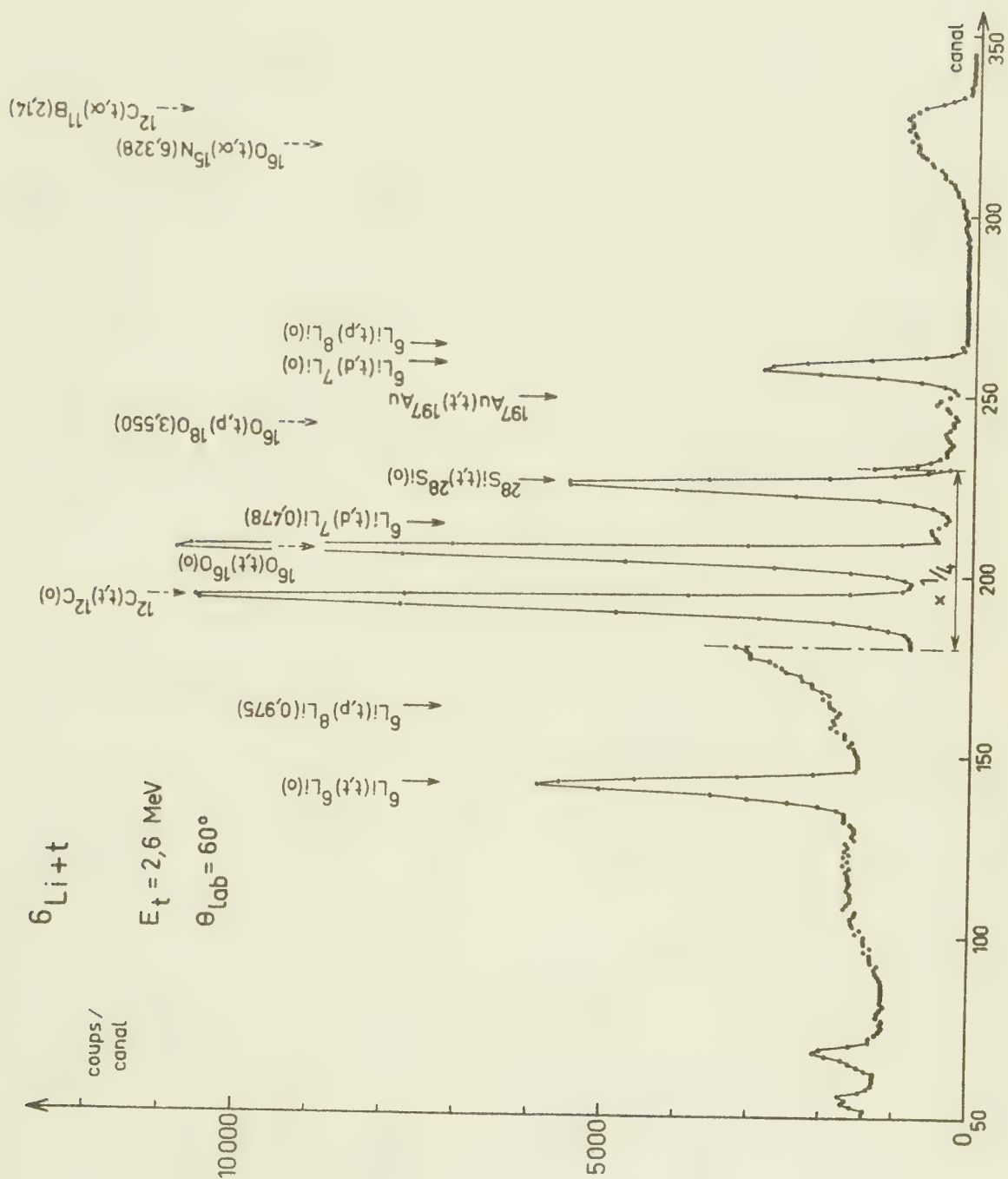


Fig. IV - 5

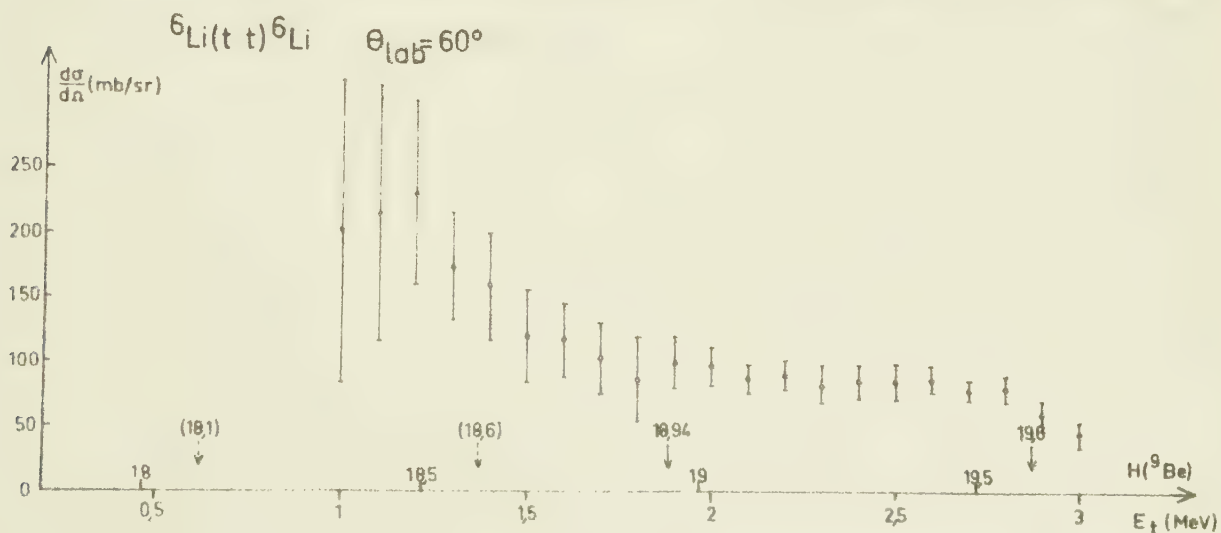
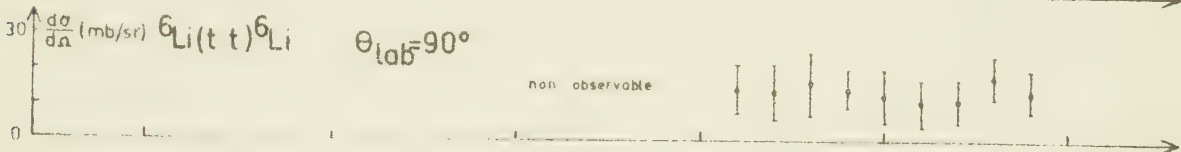
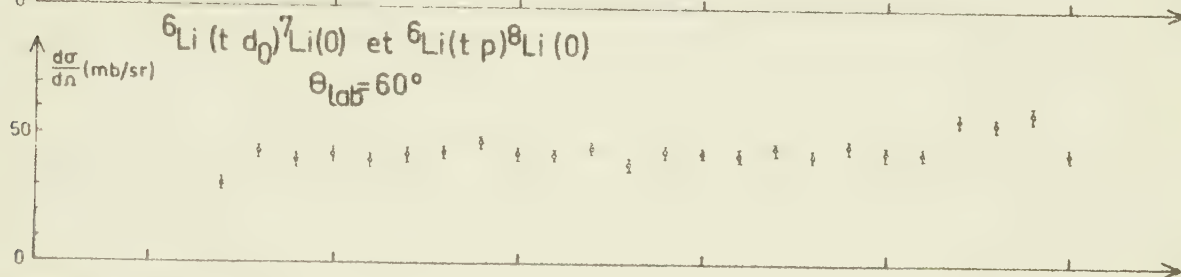
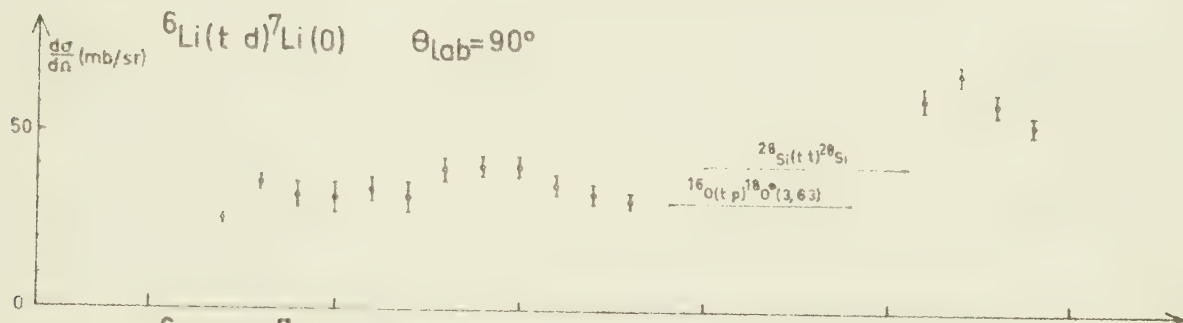
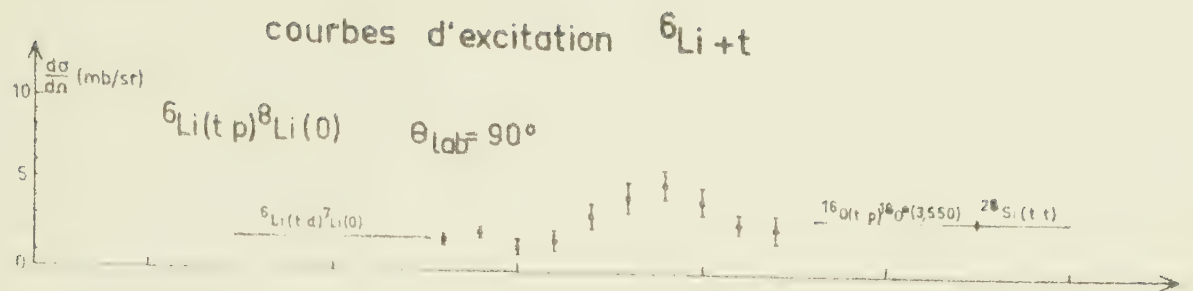


Fig. IV - 6

IV-2-3 Conclusions

Le rendement des protons, deutérons, tritons émis dans l'interaction ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t$, en fonction de l'énergie incidente ne présente pas de variations importantes dans la zone étudiée. Seule la formation des niveaux de 18,94 et 16,6 MeV peut être supposée. On retrouve de faibles résonances dans plusieurs courbes aux énergies incidentes correspondantes.

Cette simple étude ne prétend pas préciser la zone d'excitation du ${}^9\text{Be}$ entre 18 et 20 MeV. Pour atteindre ce but, il serait nécessaire de mesurer les courbes d'excitation à d'autres angles et d'analyser de façon détaillée les phénomènes de résonance observés.

Les seules conclusions que nous voulons déduire de ces mesures concernent les domaines d'énergie incidente comprise entre 1,9 et 2,6 MeV pour ${}^7\text{Li} + d$, et entre 0,8 et 1,4 MeV pour ${}^6\text{Li} + t$, zones pour lesquelles nous voulons mesurer les rendements relatifs des différents processus des réactions ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$. Nous constatons dans ces domaines un rendement constant des réactions que nous avons pu mesurer.

IV-3 REACTIONS ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}(0)$ ET ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$

IV-3-1 Mesure du bilan ${}^7\text{Li} + d \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}(0)$

Cette mesure a été faite à l'aide d'un spectrographe magnétique type Buechner à une énergie incidente inférieure aux énergies-seuils des niveaux du ${}^8\text{Be}$. Pour déterminer avec précision les conditions expérimentales, nous avons utilisé plusieurs groupes monocinétiques de particules, provenant de diverses réactions bien connues, comme pics de référence (${}^{12}\text{C}(d,p){}^{13}\text{C}$, ${}^7\text{Li}(d,d)$, particules α du thorium). Nous avons chaque fois réglé l'induction pour placer ces pics de référence sensiblement à la même abscisse sur la plaque, ce qui minimise les erreurs dues à la courbe d'étalonnage.

La figure IV-7 montre l'un des pics de référence utilisé et le groupe de particules α correspondant au fondamental de ${}^5\text{He}$.

La valeur du bilan ainsi déterminée est $Q = (14,087 \pm 0,036)$ MeV ce qui correspond à un bilan de cassure de ${}^5\text{He} = (1035 \pm 35)$ keV. L'erreur la plus importante est liée à la détermination de la position du maximum de ce groupe.

IV-3-2 Mesure de la largeur de l'état fondamental

Si l'on suppose symétrique le pic correspondant à la formation de ${}^5\text{He}$ dans son état fondamental, le spectre obtenu dans la figure IV-7 permet de déduire une largeur égale à 600 keV pour cet état. Ceci n'est toutefois qu'une mesure assez grossière, car la détermination de la position du maximum de ce pic n'est pas très précise.

Pour mesurer cette largeur nous avons été conduits à utiliser une autre méthode.

Considérons le diagramme des vitesses de cette réaction (fig. IV-8).

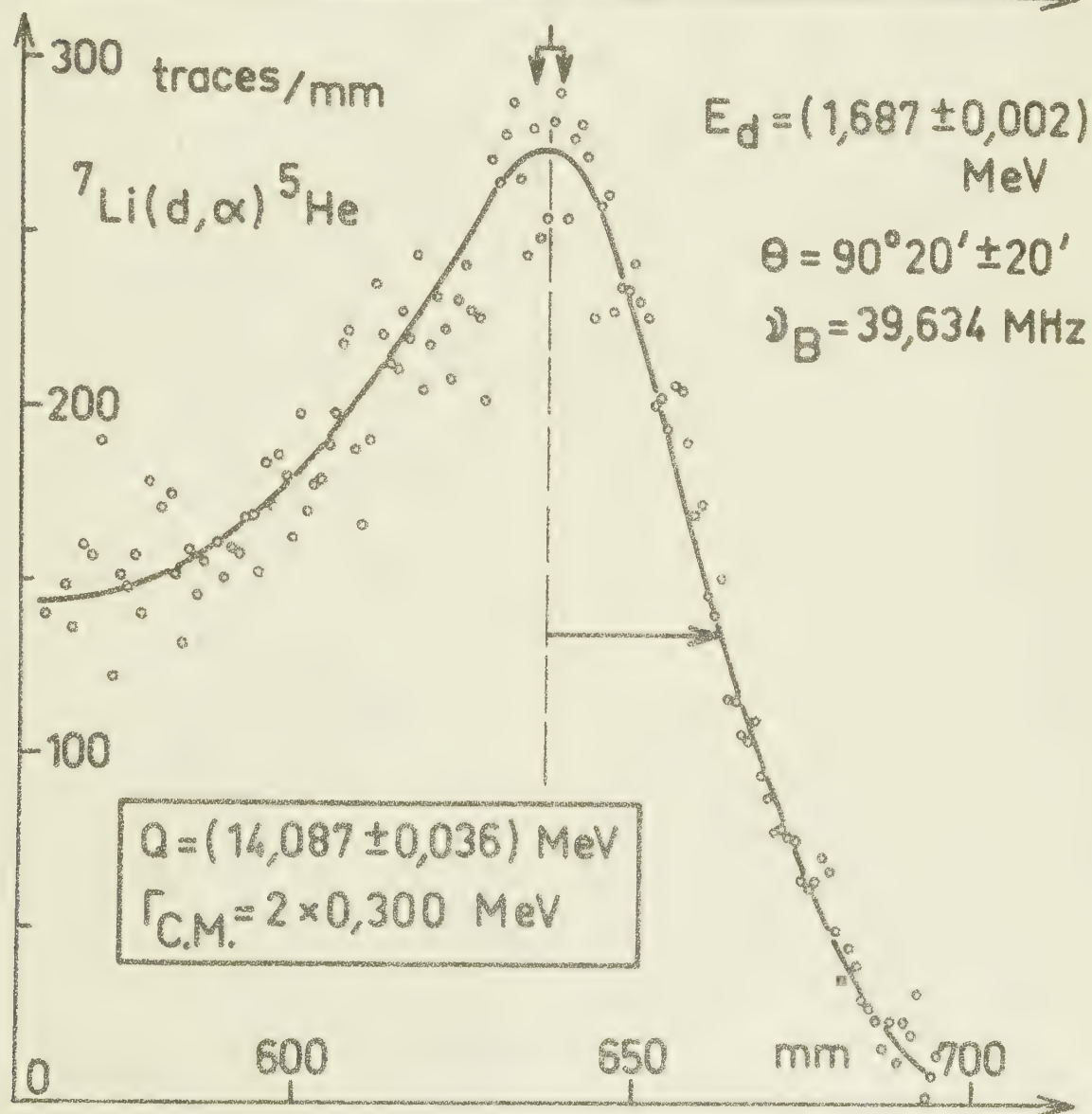
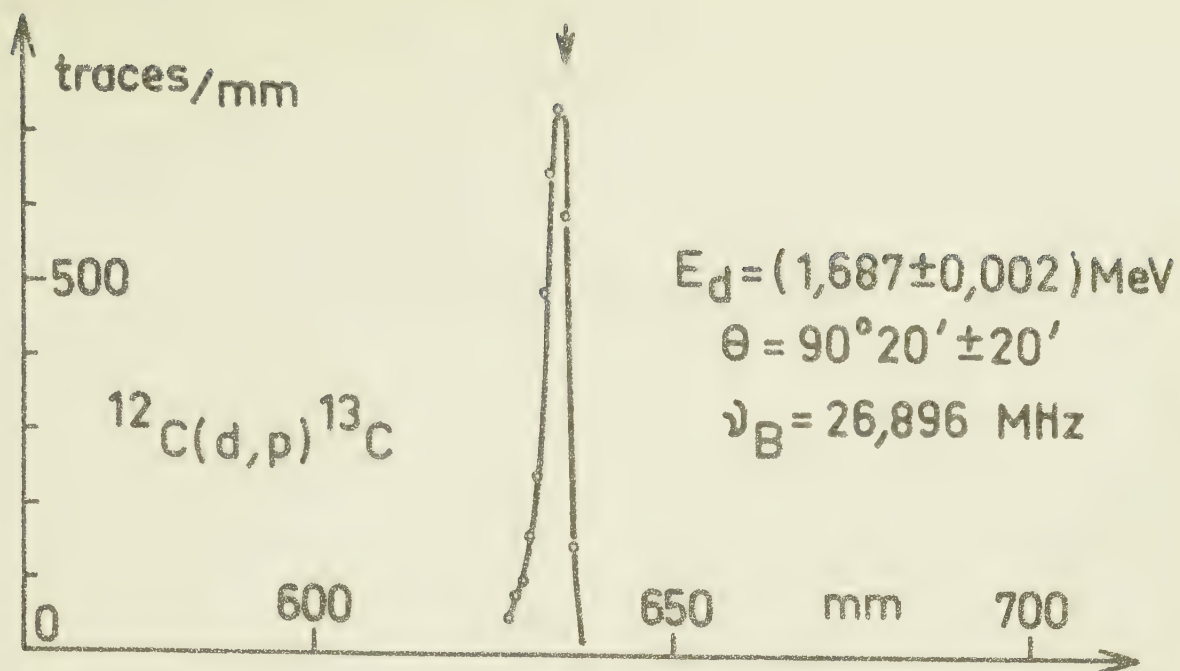


Fig. IV - 7

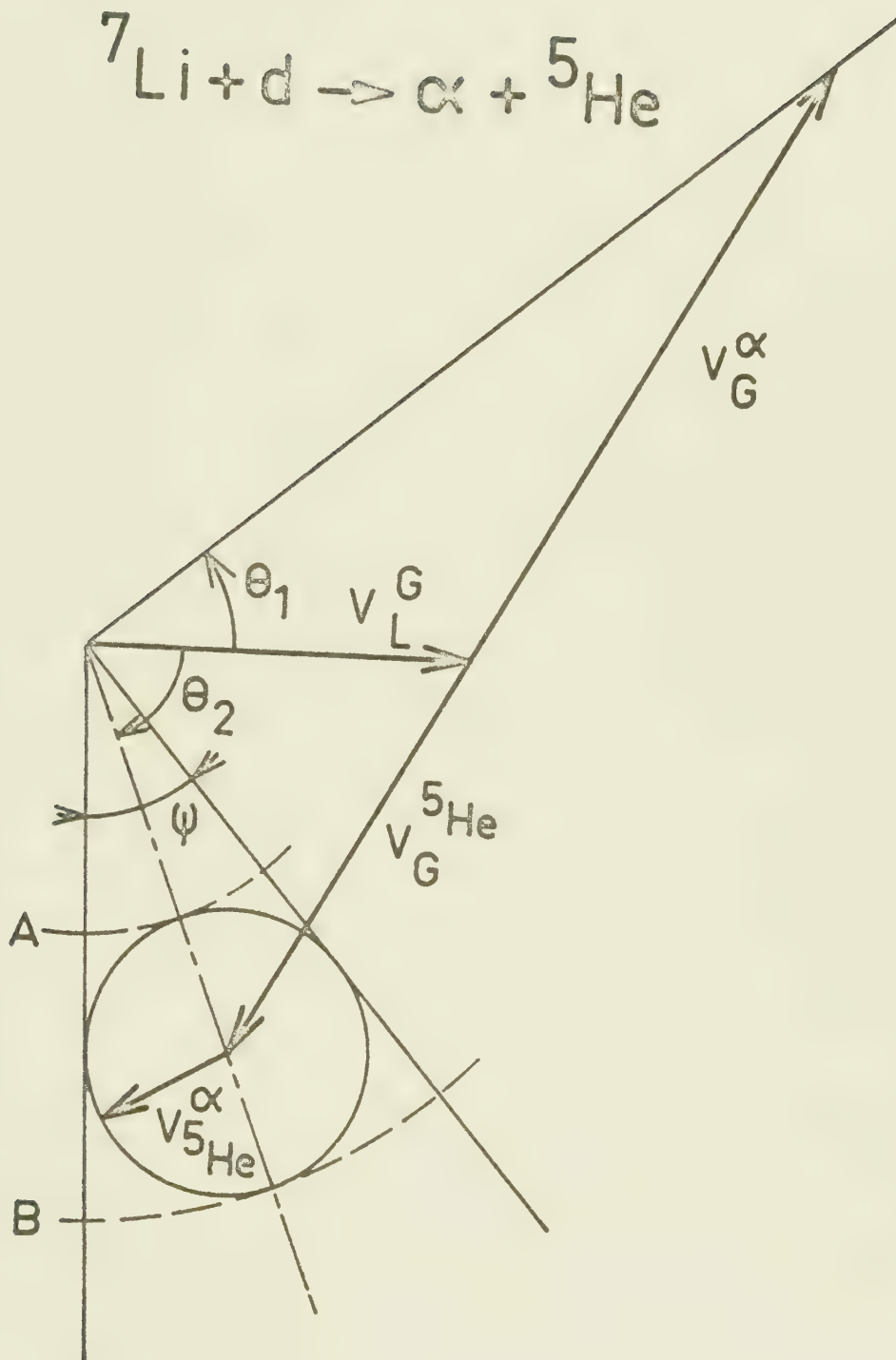


FIG. IV - 8

La notation V_b^a signifie vitesse de a dans le système b.

Si nous fixons l'angle θ_1 , par le choix d'un détecteur de faible ouverture, la direction θ_2 d'émission de ${}^5\text{He}$ est bien déterminée. Les particules α de cassure de l'état fondamental sont distribuées sur une sphère de rayon $V_{5\text{He}}^\alpha$ dans le système du centre de masse de ${}^5\text{He}$. C'est-à-dire que ces particules sont émises dans un cône d'angle ψ dans le système du laboratoire et leurs énergies, dans ce système, sont distribuées entre deux limites correspondant aux vitesses limites A et B.

Si nous plaçons un second détecteur d'ouverture totale ψ à l'angle θ_2 , nous détecterons toutes les particules α de cassure de l'état fondamental, correspondant à une direction donnée d'émission de ${}^5\text{He}$, c'est-à-dire de la particule α primaire de la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$.

Considérons maintenant le cas où la particule primaire correspond à la formation de ${}^5\text{He}$ dans la partie haute énergie de la gaussienne supposée de cet état. Les vecteurs V_G^α et $V_G^{5\text{He}}$ ont alors des longueurs inférieures à celles du cas précédent, ${}^5\text{He}$ est émis dans un angle $\theta_2 - \Delta_1\theta$ et le rayon de la sphère augmente.

Inversement si le noyau de ${}^5\text{He}$ est formée dans la partie basse énergie de la gaussienne, il sera émis dans un angle $\theta_2 + \Delta_2\theta$ et le rayon de la sphère diminue.

Si donc nous choisissons une ouverture ψ assez grande pour tenir compte du déplacement du centre de la sphère dû à la largeur de cet état, la détection en coïncidence des particules α primaires émises dans θ_1 et des particules de cassure émises dans le cône ψ nous permettra de mesurer la largeur de l'état

fondamental de ^5He . Cette largeur correspondra à la largeur du groupe observé sur le détecteur de faible ouverture. Cependant, il est nécessaire d'éliminer la configuration cinématique symétrique, c'est-à-dire, il est nécessaire d'éliminer la détection des particules primaires émises, cette fois, dans le cône ψ d'axe θ_2 . En effet, ces particules primaires peuvent être détectées en coïncidence avec des particules de cassure émises dans θ_1 . Ces événements, quoique moins probables perturbent la forme du pic des particules primaires détectées dans θ_1 . Dans ce but, nous avons placé sur la chaîne d'amplification du détecteur de grande ouverture, une fenêtre électronique dont les limites correspondent aux vitesses limites A et B précédemment définies (tout en tenant compte des variations dues aux différences d'énergie d'excitation de ^5He formé). Plusieurs mesures ont été effectuées en déplaçant lentement cette fenêtre et en modifiant légèrement les limites. En effet, le pic de particules primaires est très large en raison du grand domaine angulaire soutendu et sa limite est difficile à déterminer.

Ces mesures nous ont permis de déduire une largeur $\Gamma_{\text{cm}} = (605 \pm 45) \text{ keV}$.

La figure IV-9 permet de comparer deux spectres de particules détectées par le détecteur de faible ouverture. Le premier correspond au spectre simple, le second au spectre des particules détectées en coïncidence avec celles émises dans un cône de 28° dont l'axe correspond à la position du recul de ^5He formé au maximum de la gaussienne, et dont les énergies sont comprises entre des limites précédemment définies. Cette figure nous permet de constater l'allure relativement symétrique de ce niveau. Notre hypothèse de répartition suivant une gaussienne, adoptée pour la discussion, semble assez fondée.

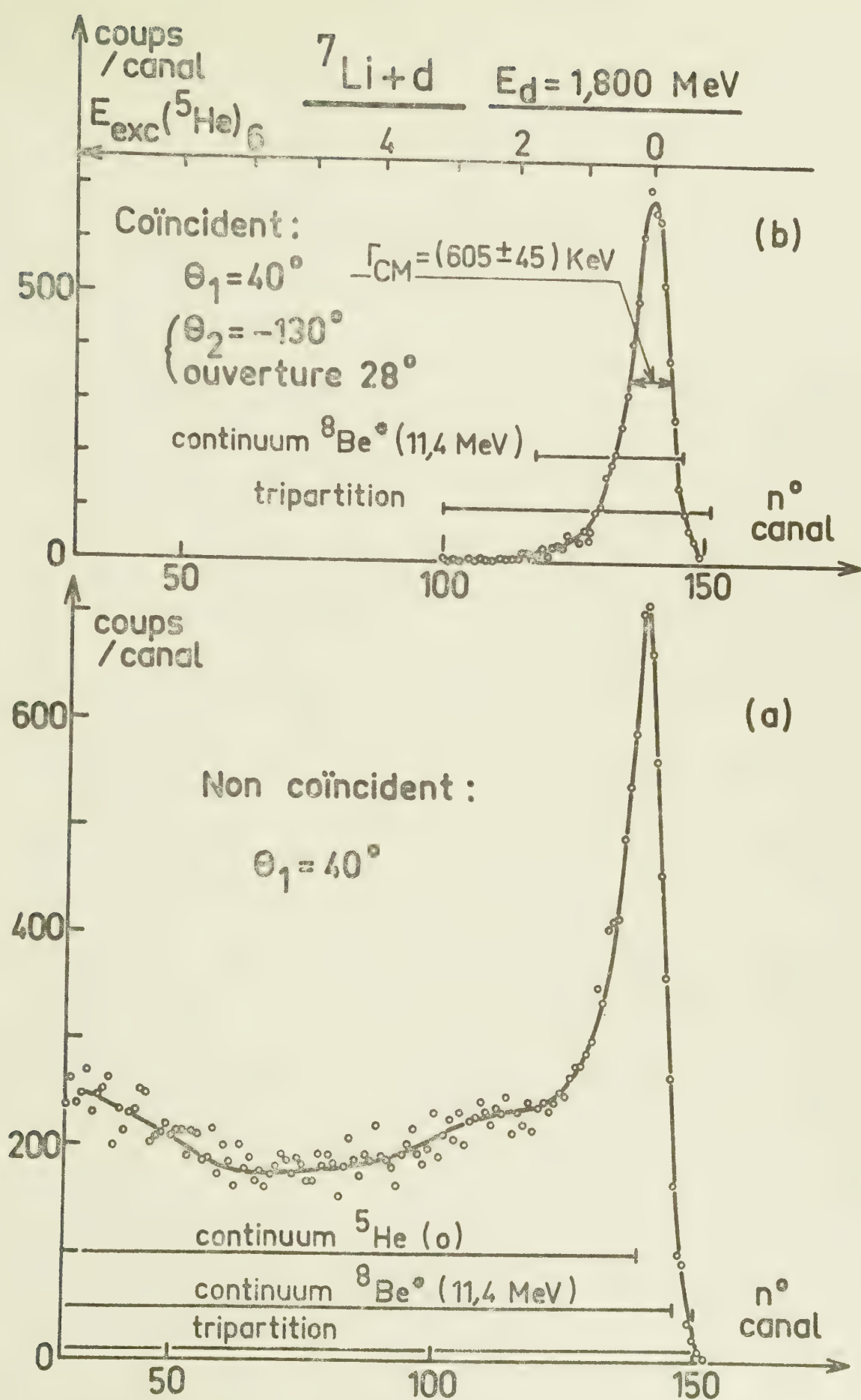


Fig. IV - 9

Les valeurs ainsi mesurées pour le bilan de cette réaction, ainsi que la largeur de l'état fondamental, sont en assez bon accord avec les valeurs moyennes données par Lauritsen (Lau 66).

Cependant, ceci n'apporte pas d'élément en faveur de l'hypothèse de Berkowitz (Be 64p). Cet auteur suppose que la mesure de la largeur d'un niveau très instable dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse pour cette mesure, c'est-à-dire de la vitesse relative de la particule émise et du noyau formé dans cet état très instable. Il suppose que si cette vitesse est faible, il existe une interaction entre ces deux noyaux qui augmente le temps de vie de l'état instable. Pour l'état fondamental de ^5He , il compare, entre autres, les résultats obtenus dans l'étude de $^7\text{Li}(d, \alpha)^5\text{He}$ avec une énergie dans le centre de masse égale à 25,28 MeV (Le 55) et ceux obtenus avec une énergie dans le centre de masse égale à 15 MeV (Cu 53a).

Notre mesure correspond, en fait, à une énergie dans le centre de masse égale à 15,5 MeV et cependant nos résultats sont beaucoup plus proches des résultats de Levine.

Il semble donc que les différences de valeurs indiquées correspondent plus à des difficultés de mesures dans le cas d'un niveau large en présence de nombreux continuums, qu'à un effet de ce type.

IV-3-3 Etude des distributions angulaires $^7\text{Li}(d, \alpha)^5\text{He}$ $^6\text{Li}(t, \alpha)^5\text{He}$

Nous supposons, en nous référant aux courbes d'excitation que nous avons obtenues fig. IV-3-4-6, que ces réactions évoluent peu avec l'énergie incidente, du moins dans le domaine relativement restreint que constitue la zone de formation au seuil des deux niveaux du ^8Be dont nous voulons déterminer les rendements.

Nous avons donc étudié les distributions angulaires des réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}(0)$ et ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$ à des énergies inférieures à la première de ces énergies-seuils, mais cependant assez voisines pour pouvoir extrapoler les paramètres ainsi déterminés.

Nous avons choisi pour ces deux réactions, des énergies incidentes telles que l'énergie disponible dans le centre de masse soit identique : Soit

1,88 MeV	pour la réaction	${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$
0,7 MeV	"	" ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}$

ce qui correspond à une énergie d'excitation de 18,15 MeV dans le ${}^9\text{Be}$.

Sur la figure IV-10 est reporté un des spectres ayant été utilisé pour établir la courbe de distribution angulaire de ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}$. Nous donnons ce spectre en exemple pour permettre d'évaluer les continuums sous-jacents à ce pic.

Nous avons reporté les limites des continuums provenant de la cassure de ${}^5\text{He}$ dans son état fondamental et de la cassure des niveaux de 2,9 MeV et 11,4 MeV du ${}^8\text{Be}$. Nous avons tenu compte, dans ces limites, des largeurs des différents niveaux. Nous constatons la très grande superposition des phénomènes. Nous avons déterminé l'origine des différents pics observés simultanément. Il s'agit de réactions sur des contaminations de la cible.

Nous avons également reporté l'énergie d'excitation dans ${}^5\text{He}$. Une analyse rapide de ce spectre pourrait conduire à admettre l'existence d'un niveau excité aux environs de 3 MeV dont le

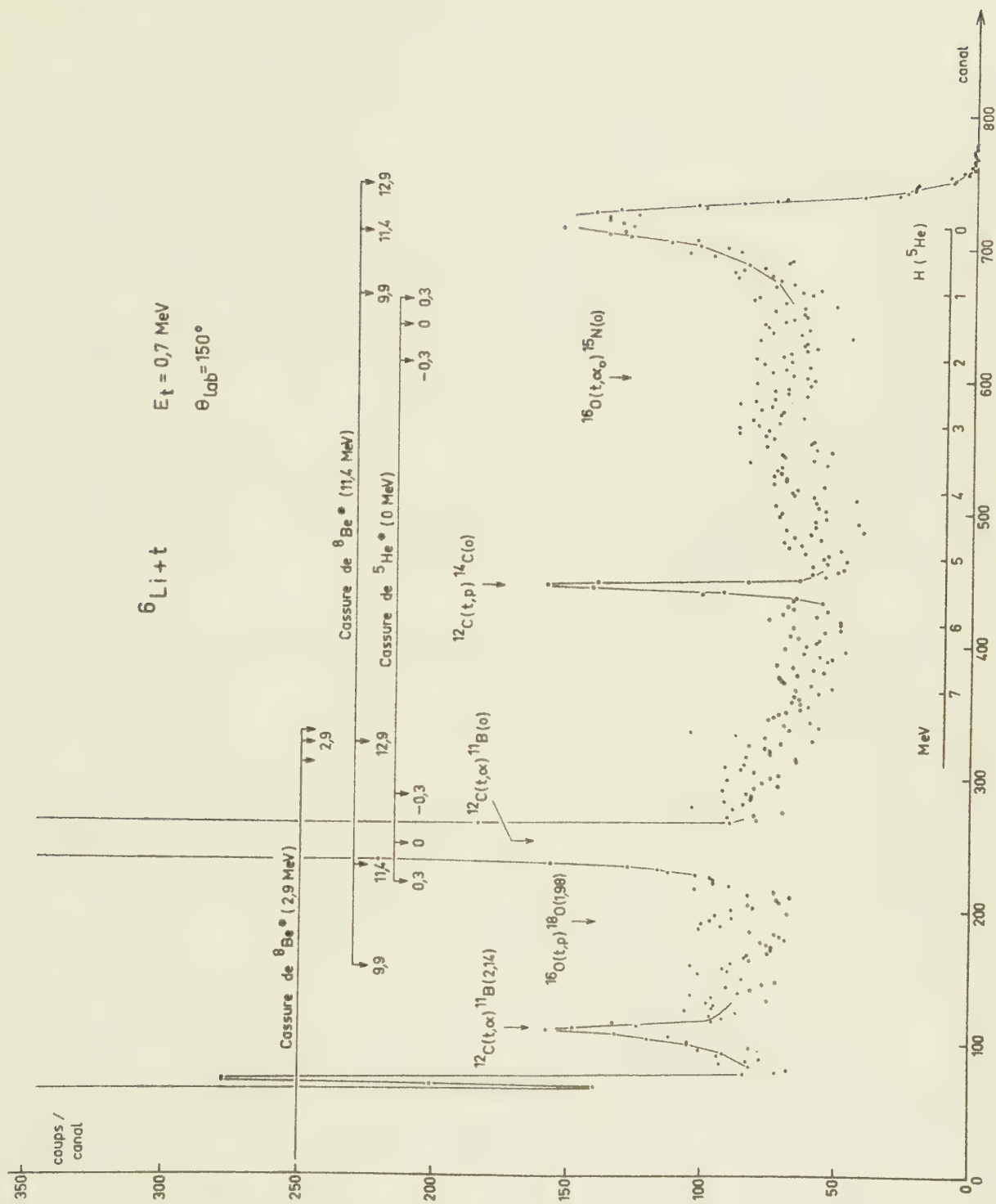


Fig. IV - 10

rendement serait comparable à celui du fondamental. Nous avons montré, cependant, dans le chapitre III le peu de fondement de cette hypothèse. Ceci nous permet de souligner encore une fois, la confusion possible entre des niveaux larges et des continuums d'allures semblables. La distribution en énergie des particules de cassure est liée à la forme des distributions angulaires dans les deux étapes, et de ce fait, peut présenter des maximums.

Ce spectre montre la difficulté d'intégrer un tel pic. Pour éliminer au maximum les contributions des continuums, nous n'avons intégré que la moitié haute énergie de ces pics. Ceci est possible, puisque nous avons montré (paragraphe 2 de ce chapitre) que ce niveau a une forme symétrique.

Cependant, cette méthode entraîne une erreur relativement importante due à la détermination du maximum de ces pics. Ce niveau est large et de plus, la position du maximum peut être perturbée par les continuums.

Nous avons donc estimé la position la plus probable de ce maximum et nous avons systématiquement pris comme erreur deux fois le contenu du dernier canal sommé au maximum du pic. Les erreurs relatives ainsi obtenues sont de l'ordre de 15 %.

Les figures IV-11 et IV-12 représentent les courbes de distributions angulaires dans le système du centre de masse obtenues pour les deux réactions considérées.

Les courbes en trait continu correspondent à un lissage en somme de polynômes de Legendre d'ordre pair. Les courbes en trait interrompu à un lissage en somme de polynômes d'ordre quelconque.

Nous nous sommes limités dans les deux cas au polynôme de Legendre d'ordre 2.

Nous avons reporté en unités arbitraires les différents para-

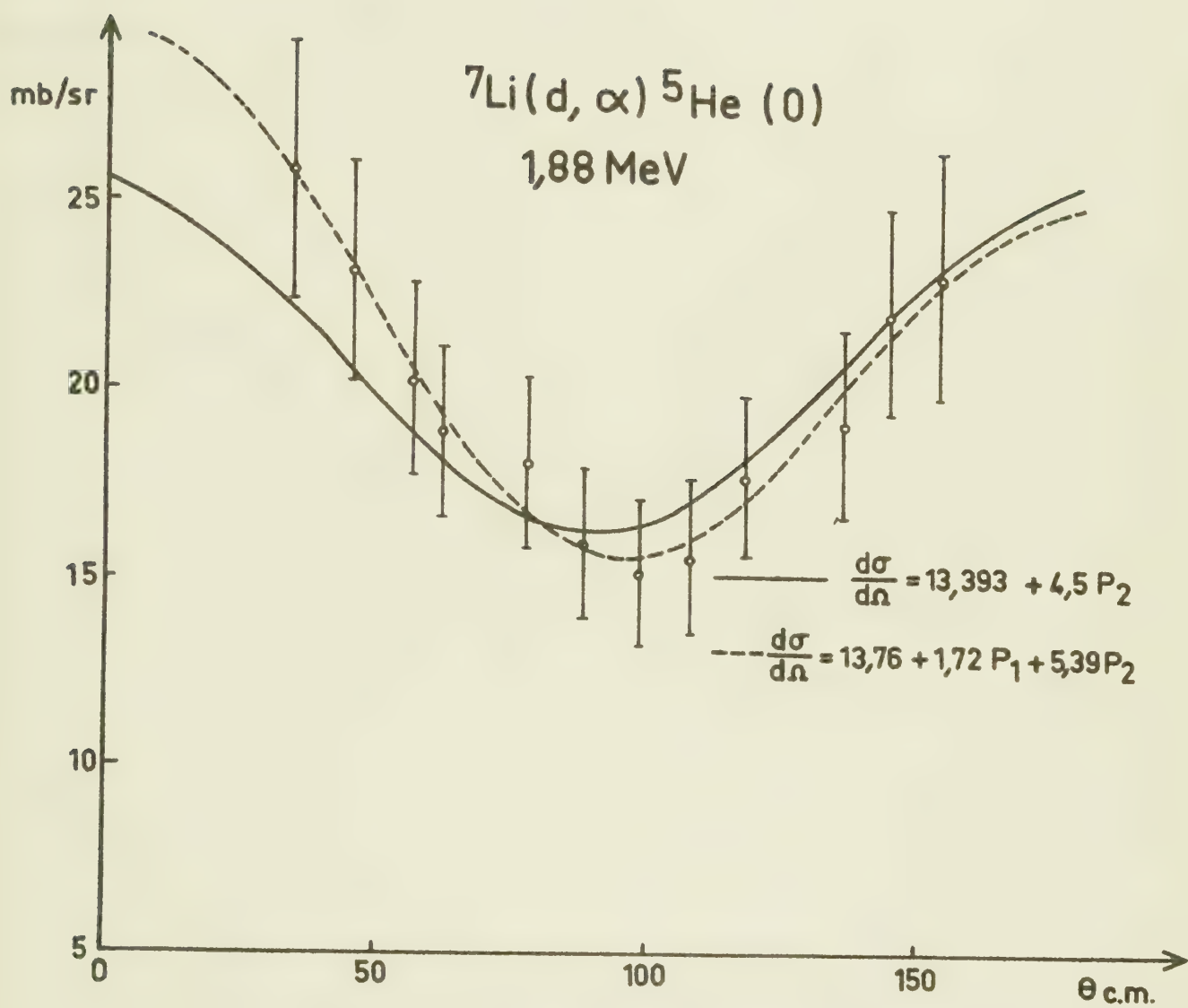


Fig. IV - 11

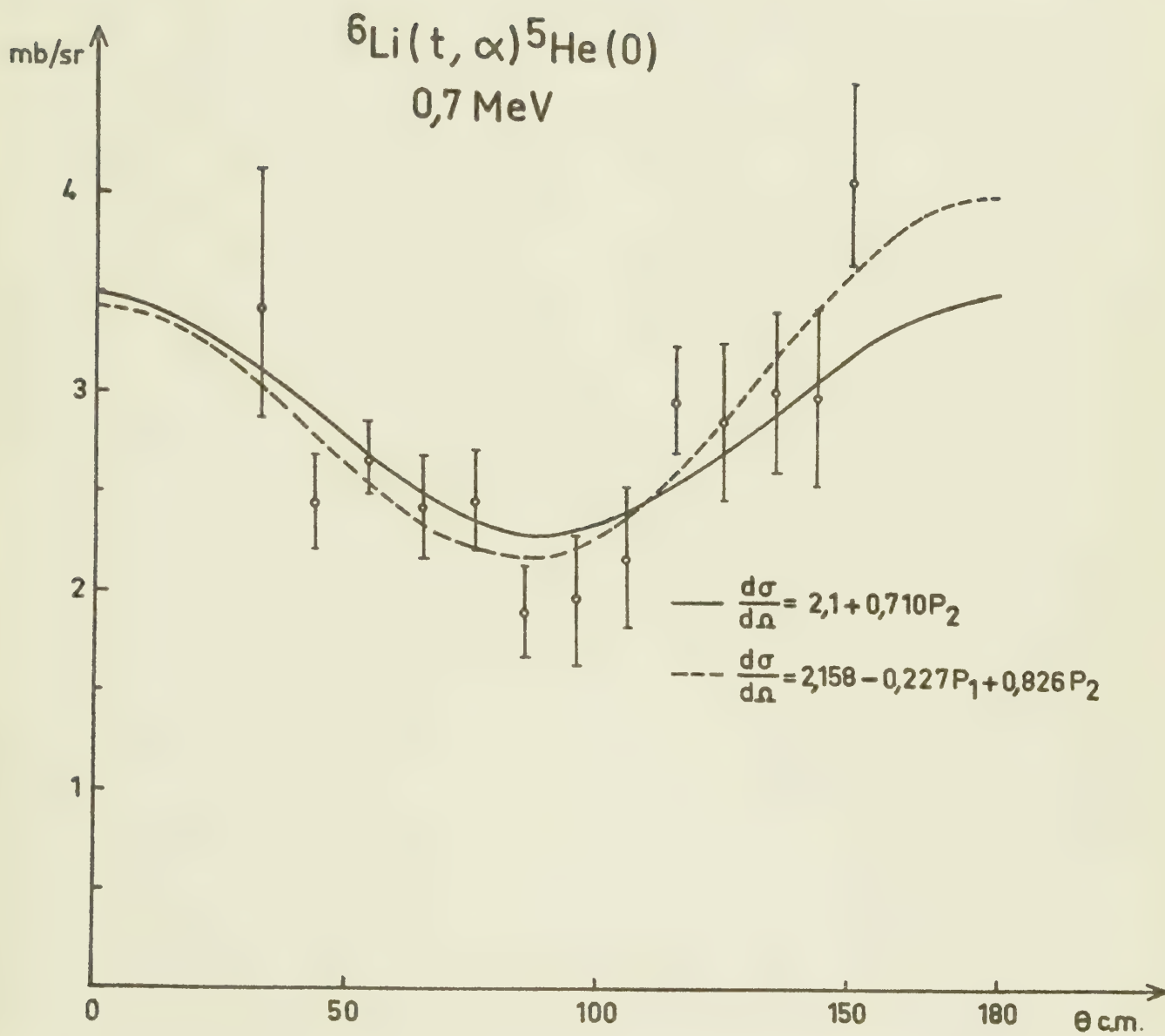


Fig. IV - 12

mètres obtenus. Les échelles en (mb/sr) sont à 15 % près dans le cas ${}^7\text{Li} + d$ et 20 % dans celui de ${}^6\text{Li} + t$.

Nous constatons sur ces figures que la décomposition en polynômes d'ordre pair avec l maximum = 2 rend bien compte des résultats obtenus. On peut mettre ces distributions angulaires sous la forme:

$${}^7\text{Li} + d \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = 19,13 (1 + 0,336 P_2(\cos\theta))$$

$${}^6\text{Li} + t \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = 2,63 (1 + 0,338 P_2(\cos\theta))$$

Les paramètres étant cette fois exprimés en mb/sr.

Ceci permet de conclure à la similitude du mécanisme de ces deux réactions.

L'analogie des distributions angulaires des particules émises dans deux réactions dont les voies d'entrée sont différentes, mais dont les énergies dans le système du centre de masse sont identiques, et la symétrie de ces distributions par rapport à 90° , permettent de supposer un mécanisme avec formation du noyau composé. La courbe d'excitation obtenue avec ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$ fig. III-16 ne montre pas de résonance dans cette région. Les autres courbes d'excitation n'apportent aucun élément, car ces énergies incidentes correspondent à la limite d'observation, avec nos dispositifs expérimentaux, des pics dus à des réactions de faible bilan. Toutefois, un niveau à 18,1 MeV dans le ${}^9\text{Be}$ est indiqué par certains auteurs (Lau 66), mais son existence reste controversée.

Notons par ailleurs, que Rivière dans l'étude de ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$ à 0,9 MeV indique une distribution isotrope (à 2 % près) des particules α et par une étude de corrélation entre les particules α primaires et de cassure, conclut au mécanisme de formation du noyau composé (Ri57b)(Ri56d).

Une étude plus systématique de la variation des distributions angulaires avec l'énergie, ainsi qu'une mesure de fluctuations permettraient d'étayer l'hypothèse d'un tel mécanisme, mais ceci sort quelque peu du cadre de notre travail. Le but essentiellement poursuivi est de déterminer les paramètres du processus avec passage par la formation de ^5He dans son état fondamental, à une énergie où ce processus est prépondérant. Ensuite, nous déterminerons le rendement de processus existant à des énergies supérieures, en déduisant du spectre observé la contribution de ^5He évaluée à l'aide de ces paramètres, supposés indépendants de l'énergie.

L'intégration de ces courbes de distribution angulaire conduit aux valeurs suivantes des sections efficaces totales :

(240 ± 60) mb dans le cas de $^7\text{Li}(d,\alpha)^5\text{He}$

(33 ± 10) mb dans le cas de $^6\text{Li}(t,\alpha)^5\text{He}$

La première valeur est supérieure à la valeur indiquée par Paul et collaborateurs (Pa 63e). Cet auteur indique à la même énergie une section efficace de l'ordre de 120 mb en supposant une isotropie de la distribution angulaire. Cependant, il ne précise pas de quelle manière il détermine l'échelle de ses sections efficaces. Nous retrouvons également un facteur 2 entre la valeur que nous donnons de la section efficace différentielle de $^6\text{Li}(t,\alpha)$ à 0,7 MeV et 90° et celle donnée par Jarmie (Ja 57) à 0,62 MeV et au même angle. Faut-il là encore remettre en question la section efficace que nous avons choisie comme valeur de base pour toutes les déterminations de sections efficaces ? Le problème reste posé.

IV-3-4 Conclusion

Nous avons mesuré le bilan de la réaction ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}$ ainsi que la largeur de l'état fondamental.

Nous obtenons les valeurs

$$Q = (14,087 \pm 0,036) \text{ MeV}$$

$$\text{ou } Q' = (1035 \pm 35) \text{ keV} \quad Q' \text{ étant le bilan de la cassure } {}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$$

$$\Gamma_{\text{cm}} = (605 \pm 45) \text{ keV}$$

Nous avons également mesuré les distributions angulaires des réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He}(0)$ et ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$ à 1,88 MeV et 0,7 MeV respectivement. Ces distributions angulaires semblent indiquer un mécanisme de noyau composé. La section efficace totale de ces deux réactions est de

$$\begin{aligned} (240 \pm 60) \text{ mb} & \text{ pour } {}^7\text{Li}(d,\alpha){}^5\text{He} \text{ à } 1,88 \text{ MeV} \\ (33 \pm 10) \text{ mb} & \text{ pour } {}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He} \text{ à } 0,7 \text{ MeV.} \end{aligned}$$

IV-4 REACTIONS ${}^7\text{Li}(d,n)$ ET ${}^6\text{Li}(t,n){}^8\text{Be}^*(H)$

AVEC $H = 16,63 \text{ MeV} \quad 16,92 \text{ MeV} \quad \text{ET} \quad 19,9 \text{ MeV}$

IV-4-1 Principe de ces mesures

Pour comprendre le principe de ces mesures, il est nécessaire de faire appel au diagramme des vitesses de cette réaction (fig. IV-12bis). Rappelons que dans une réaction de ce genre, $|\vec{v}_G^8|$ vitesse du ${}^8\text{Be}$ dans le système du centre de gravité est une fonction de l'énergie incidente et du niveau considéré, tandis que $|\vec{v}_8^\alpha|$ ne dépend que du niveau.

Considérons une énergie incidente et un niveau donné. L'extrémité du vecteur $\vec{v}_G^8$ décrit une sphère centrée en G. Pour un point X de cette sphère, donc une direction d'émission donnée du ${}^8\text{Be}$, les extrémités des vecteurs $\vec{v}_8^\alpha$ décrivent, quant à elles, une sphère centrée en ce point.

Supposons la direction θ_1 bien déterminée. Pour un point X de la sphère- ${}^8\text{Be}$, il n'existe qu'une seule intersection de la sphère- α centrée en X avec la direction θ_1 . Autrement dit, si nous définissons les angles

$$\beta = (\vec{v}_L^G, \vec{v}_G^8) \quad \text{et} \quad \delta = (\vec{v}_G^8, \vec{v}_8^\alpha)$$

pour une valeur donnée de β , il n'existe qu'une valeur de δ telle que l'extrémité du vecteur $\vec{v}_8^\alpha$ atteigne la direction θ_1 . Dans ce cas θ_2 , direction de la seconde particule α émise est bien déterminée.

Si nous supposons que la distribution angulaire en δ est uniforme, le nombre de particules α détectées en coïncidence dans les angles θ_1 et θ_2 correspond au nombre de ${}^8\text{Be}$ émis dans la direction β divisé par 4π , pour une ouverture de un stéradian.

Diagramme des vitesses

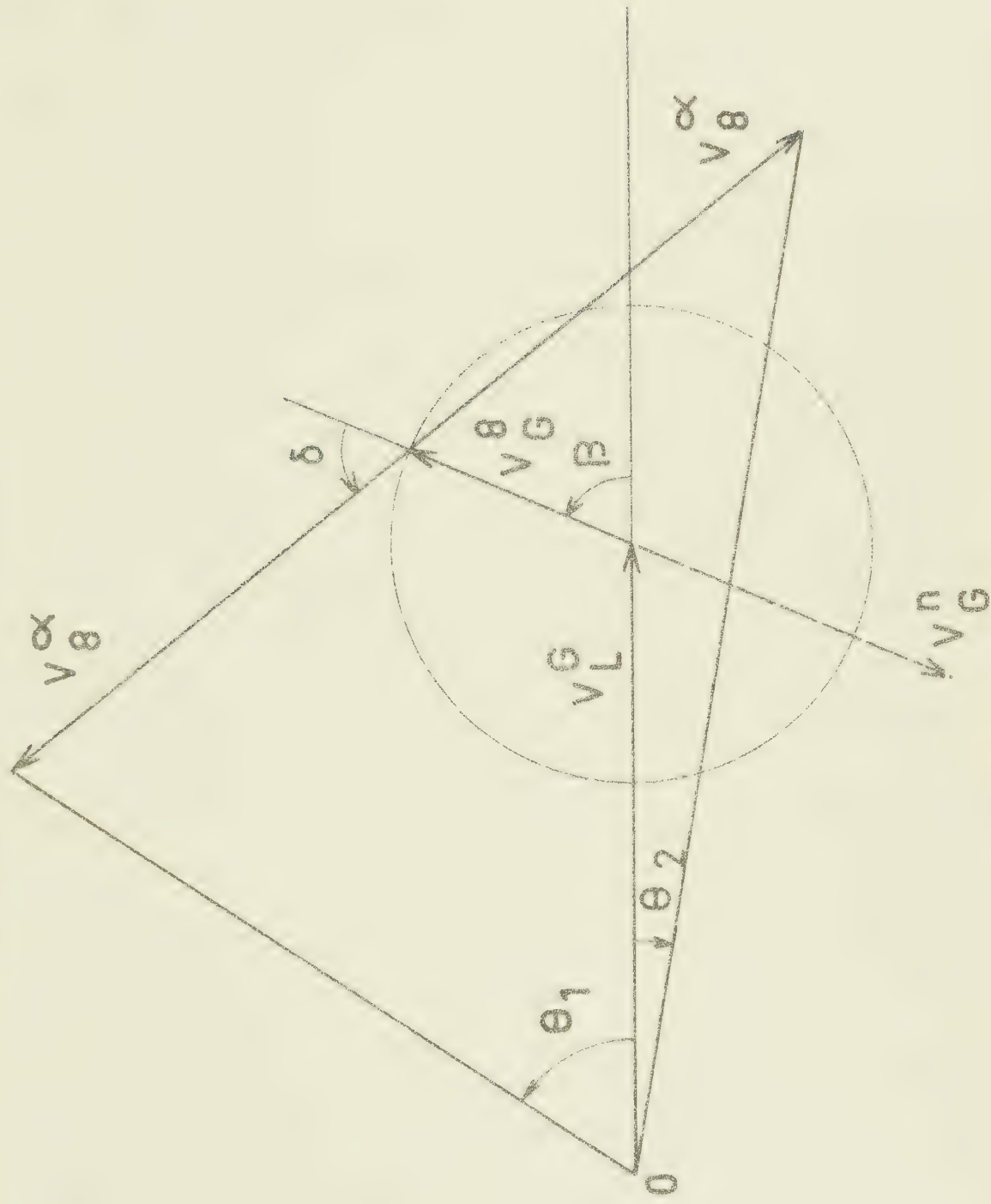


Fig. IV - 12 bis

Si maintenant nous laissons β décrire tout l'espace, la direction θ_2 décrit un cône. A chaque valeur de β correspond une valeur de δ , donc une valeur de θ_2 .

S'il est possible de détecter en coïncidence toutes les particules α émises dans θ_1 et dans le cône θ_2 , le taux de coïncidence sera proportionnel à la section efficace totale de l'émission de ^8Be divisé par 4π et ceci reste vrai quelle que soit la forme de la distribution angulaire du ^8Be , donc de la distribution angulaire en β .

En pratique ceci revient à mesurer la section efficace des réactions $^6\text{Li}(t,n)$ et $^7\text{Li}(d,n)^8\text{Be}^*$ puisque ces niveaux se cassent totalement par voie α .

L'étude qualitative (chapitre III) des réactions $^7\text{Li} + d$ et $^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$ nous a montré l'importance des processus correspondant à la formation, dans la première étape, du ^8Be excité dans les états de 16,63 16,92 et 19,9 MeV. Nous avons mesuré les sections efficaces totales de formation de ces différents états suivant le principe que nous venons de décrire.

IV-4-2 Sections efficaces des réactions $^7\text{Li}(d,n)^6\text{Li}(t,n)^8\text{Be}^*$

Pour réaliser ces mesures, nous nous sommes placés légèrement au-dessus des énergies-seuils de ces niveaux, à une énergie correspondant à la demi-largeur supérieure du niveau. Ce choix est guidé par deux raisons :

1) Il est nécessaire de se placer au-dessus du niveau pour mesurer sa section efficace totale de formation, compte-tenu de sa largeur. Ces largeurs sont, en fait, assez grandes pour les niveaux considérés (environ 90 keV pour les niveaux voisins de 17 MeV, > 1 MeV pour le niveau de 19,9 MeV).

2) Si l'énergie incidente est supérieure à l'énergie-seuil, la vitesse $\vec{v}_G^0$ nulle au seuil, augmente très rapidement et l'ouverture du cône en θ_2 devient beaucoup trop grande par rapport aux dimensions des détecteurs dont nous disposons.

Il est donc indispensable de trouver un compromis entre ces deux impératifs.

En pratique, ces mesures sont délicates, minutieuses et fort longues.

En effet, les spectres obtenus sont assez complexes, les différents processus en compétition se superposent en partie. L'observation du groupe correspondant au niveau 16,63 MeV est perturbée par la présence de ^5He dans son état fondamental ; la situation se complique encore pour le groupe correspondant au niveau de 16,92, car les groupes du 16,63 MeV sont proches et ^5He toujours présent. Il est donc indispensable de localiser avec précision les groupes correspondant à un processus donné. Ceci est souvent difficile, car deux facteurs sont en jeu :

1) la précision de l'étalonnage sur chacune des voies. Avec la forte résolution en énergie que nous avons (environ 50 keV / canal) il faut tenir compte de l'épaisseur de la cible pour établir ces étalonnages. Un simple étalonnage à l'aide d'une source de thorium s'est toujours révélé insuffisant.

2) La précision des angles de mesure : nous avons pu constater dans le premier chapitre, la très grande variation de l'énergie des particules avec la configuration angulaire. Le centrage du faisceau joue donc un rôle très important. De toutes façons, les dimensions mêmes de l'impact du faisceau entraînent une erreur angulaire et ceci peut donner lieu à un déplacement des groupes coïncidents.

Les figures IV-13 et IV-14 permettent, en particulier, de constater l'importance de ce facteur angulaire. Nous avons reporté les courbes cinématiques correspondant à la position moyenne du détecteur de grande ouverture, ainsi que celles correspondant aux angles limites sous-tendus par ce détecteur. Les ouvertures des deux détecteurs sont indiquées en même temps que leurs positions moyennes. Dans le cas de la figure IV-13 par exemple, les courbes correspondent aux configurations $65^\circ - 97,5^\circ$ trait continu $65^\circ - 100,5^\circ$ } trait interrompu $65^\circ - 94,5^\circ$ }

Ces deux figures correspondent à l'un des spectres utilisés pour déterminer la section efficace de formation du niveau de 16,63 MeV et de 16,92 MeV respectivement, de ^8Be par $^7\text{Li} + d$. En pratique, pour évaluer l'importance des différentes contributions, ainsi que pour minimiser les erreurs angulaires, nous effectuons plusieurs mesures. Nous modifions successivement trois paramètres : la position moyenne du détecteur de grande surface, l'ouverture de ce détecteur et l'énergie incidente.

Les valeurs que nous donnons proviennent de la synthèse des conclusions déduites de l'analyse de chacun des spectres obtenus dans des conditions expérimentales différentes.

Sur la figure IV-13, les petites "ellipses" sont les lieux des intersections des courbes de tripartition pour une configuration avec la courbe de cassure d'un niveau donné pour la même configuration. Les trois ellipses indiquent la localisation, donc le domaine du spectre X-Y dans lequel se trouvent les événements correspondant au niveau de 16,63 MeV, compte tenu de sa largeur.

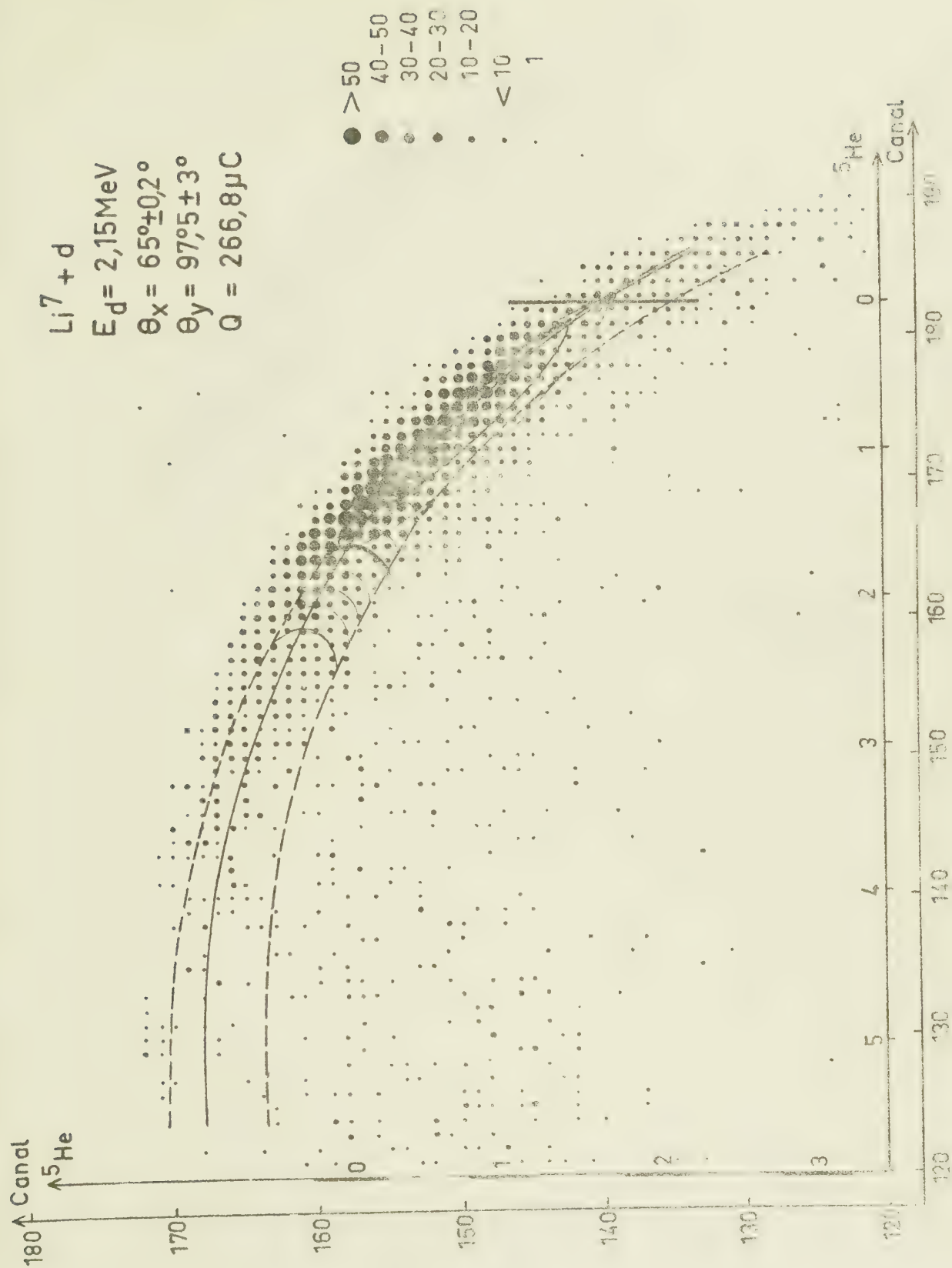


Fig. IV - 13

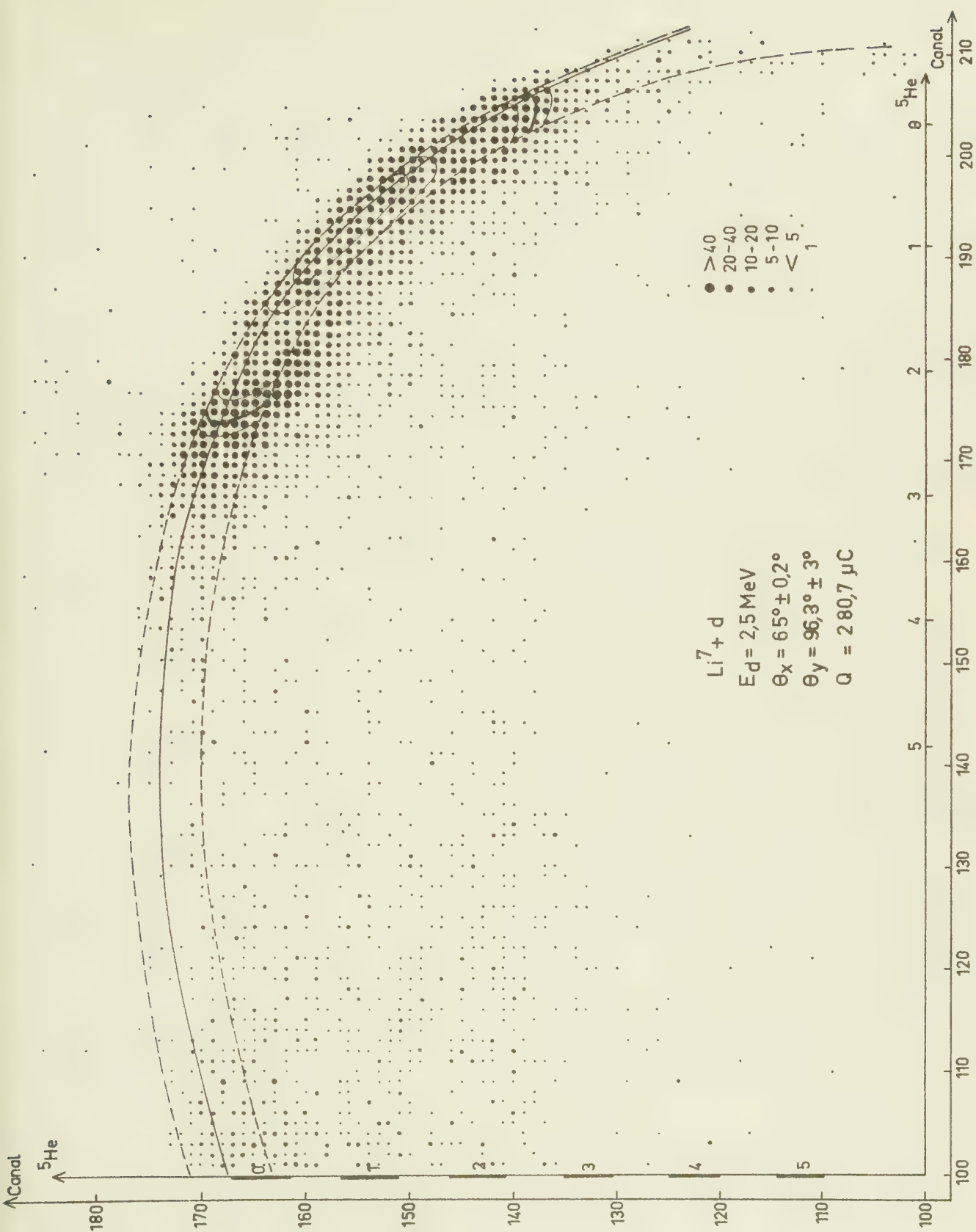


Fig. IV - 14

Les zones hachurées indiquent la localisation des groupes associés à ^5He dans son état fondamental (largeur comprise).

Dans le cas de la figure IV-14, l'ouverture du grand détecteur a été choisie de façon à détecter toutes les particules de cassure du niveau de 16,92 MeV. Les "ellipses" de ce niveau peuvent donc être entièrement décrites. Par contre, les "ellipses" du niveau de 16,63 sont trop grandes et seule la partie comprise entre les courbes de tripartition limites est possible. Pour ne pas obscurcir le dessin, nous avons omis de reporter les groupes de ^5He . Les échelles d'excitation dans ^5He , reportées sur les deux axes, permettent d'estimer une localisation.

Nous ne donnons pas ici de spectres correspondants obtenus dans la réaction $^6\text{Li} + t$. Ils sont tout à fait similaires et en fait, un tel spectre est donné dans la figure III-19.

La figure IV-15 correspond à la mesure de la section efficace de formation du niveau de 19,9 MeV. Les localisations du niveau de 16,62 sont indiquées par des lignes barrées, celles du niveau de 16,9 par des lignes interrompues, celles du niveau de 19,9 MeV par des traits mixtes. Seule la largeur du niveau de 19,9 MeV est indiquée, le fondamental de ^5He est représenté par des zones hachurées qui tiennent compte de sa largeur.

Pour toutes ces mesures, nous avons placé le détecteur de faible ouverture à 65°

Nous avons obtenu les résultats suivants :



H = 16,63 MeV	$\sigma = (70 \pm 16)$ mb	à 2,15 MeV
H = 16,92 MeV	$\sigma = (13 \pm 2)$ mb	à 2,5 MeV
H = 19,9 MeV	$\sigma = (14 \pm 4)$ mb	à 6,6 MeV

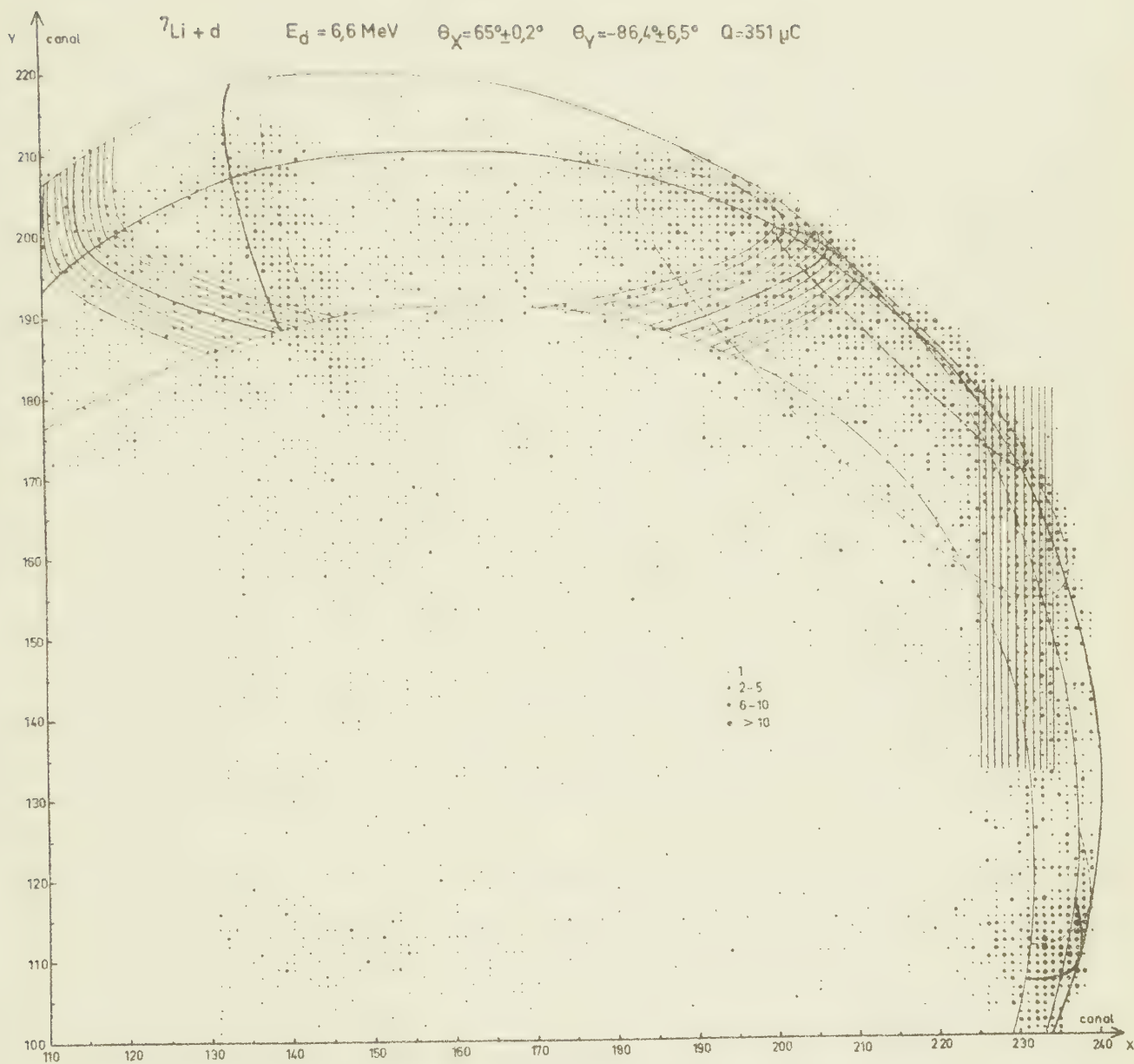


Fig. IV - 15



$$H = 16,63 \text{ MeV} \quad \sigma = (22 \pm 4) \text{ mb} \quad \text{à } 1,02 \text{ MeV}$$

$$H = 16,92 \text{ MeV} \quad \sigma = (27 \pm 6) \text{ mb} \quad \text{à } 1,42 \text{ MeV}$$

Dans le cas de la réaction ${}^7\text{Li} + d$ nous pouvons comparer nos résultats avec ceux donnés par d'autres auteurs.

Paul (Pa 63e), en supposant isotropes les différents éléments de matrice des transitions, donne une section efficace de l'ordre de 15 mb à 2,2 MeV et de 35 mb à 2,5 MeV pour la formation des niveaux voisins de 16 MeV dans le ${}^8\text{Be}$. La méthode qu'il utilise ne lui permet pas de discriminer entre les deux niveaux : Si l'on tient compte de l'énergie incidente, cela correspond à des sections efficaces de formation de ces deux niveaux à peu près semblables et de l'ordre de 15 mb. Il détermine, en fait, cette valeur par l'étude des spectres de particules α émises à 90° . Il soustrait du spectre observé les contributions supposées des différents continuums correspondant aux autres processus. Cette méthode est certainement plus aléatoire que celle que nous avons adoptée.

Par l'observation des neutrons émis dans l'interaction ${}^7\text{Li} + d$, Dietrich et Cranberg (Di 60) pour des énergies incidentes supérieures à 3,6 MeV mettent en évidence :

- un mécanisme de stripping $l = 1$ avec une section efficace différentielle à zéro degré égale à 23 mb/sr pour le premier état de 16,6 MeV.
- une section efficace totale égale à 13 mb pour l'état de 16,9 MeV.

Ces auteurs signalent le peu de variation de ces valeurs par rapport à l'énergie incidente dans le domaine considéré. A partir des valeurs indiquées par ces auteurs pour le premier niveau, nous pouvons estimer que la section efficace totale de formation est de l'ordre de 40 mb.

Ces valeurs sont donc en bon accord avec nos valeurs et nous permettent de déduire que ces sections efficaces restent relativement constantes en fonction de l'énergie incidente.

Nous avons, par contre, peu d'éléments de comparaison pour la réaction ${}^6\text{Li}(t,n)$. Seuls Serov et collaborateurs (Se 62A) ont observé les neutrons lents associés à la formation au seuil du premier de ces niveaux et attribuent au second niveau l'accroissement du taux de neutrons lents qu'ils mesurent aux énergies incidentes limites dont ils disposent. Les courbes d'excitation qu'ils donnent permettent d'estimer grossièrement les sections efficaces différentielles de formation de ces niveaux à zéro degré, soit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 7 \text{ mb/sr à } 1 \text{ MeV}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 11 \text{ mb/sr à } 1,4 \text{ MeV}$$

Mais aucune information n'est fournie sur la forme des distributions angulaires.

Quant au niveau de 19,9 MeV, il n'a jamais été observé dans l'étude directe de la réaction ${}^7\text{Li}(d,n)$. Ce niveau a été mis en évidence par l'étude de ${}^7\text{Li}(p,\alpha)\alpha$. Les spins $J=2^+$ $T=0$ lui ont été attribués (Lau 66). Il est indiqué comme

probable dans l'étude des réactions ${}^6\text{Li}({}^6\text{Li},\alpha){}^8\text{Be}$ (Man 66), ${}^6\text{Li}(\alpha,d)$ (Ce 62), $\alpha(\alpha,\alpha)\alpha$ (Co 64 H). La mise en évidence de sa cassure en deux particules α par ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$ (Bil 66), (Val 67) est tout à fait compatible avec les spins et parité qui lui ont été attribués.

IV-4-3 Etude des distributions angulaires par une méthode de ----- simulation -----

Après avoir déterminé les paramètres directement accessibles à nos mesures (sections efficaces des divers processus, distributions angulaires des réactions ${}^7\text{Li}(d,\alpha)$ et ${}^6\text{Li}(t,\alpha){}^5\text{He}(0)$) nous les avons introduits dans un programme général de simulation. Nous donnons le principe et les avantages d'une telle méthode en Appendice C. En résumé, cette méthode consiste à faire des hypothèses a priori sur les valeurs des paramètres encore libres et la comparaison entre les spectres simulés et les spectres expérimentaux valide ou non les hypothèses de départ. Il faut toutefois noter que la solution ainsi déterminée n'est pas obligatoirement unique.

Nous nous sommes essentiellement attachés à étudier l'allure du spectre simulé en fonction des formes choisies pour les distributions angulaires des neutrons émis par ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t$ correspondant aux niveaux de 16 MeV.

A) réaction ${}^7\text{Li}(d,n)$

La figure IV-16 donne le spectre obtenu à une énergie incidente et avec un détecteur d'ouverture tel\$ que toutes les particules α de cassure des deux niveaux soient détectées simultanément. Les courbes reportées sur cette

figure indiquent la position des événements correspondant au 16,6 MeV (traits continus) et au 16,9 MeV (traits interrompus). Chaque point de ces surfaces correspond à une valeur de l'angle d'émission du ^8Be dans le système du centre de gravité.

On constate une très forte densité sur la branche basse énergie de la courbe du 16,6. Nous avons cherché à reproduire une telle distribution à l'aide de différentes hypothèses.

La figure IV-17 donne un spectre simulé dans le cas où la distribution angulaire de ce niveau est isotrope. Nous constatons une répartition pratiquement uniforme le long de cette courbe

La figure IV-18 correspond à une distribution angulaire de stripping fortement vers l'avant. Elle permet de constater un net accroissement de la densité le long de la branche basse énergie, ce qui correspond bien à la distribution expérimentale.

La figure IV-19 indique la contribution simulée du niveau de 16,9 MeV. Dans ce cas, la forme de la distribution angulaire n'intervient pas, car tous les événements sont concentrés dans une zone trop faible.

Ces trois spectres simulés sont normés entre eux. Ils correspondent au même nombre de "réactions fictives". Par contre, dans ce cas, la comparaison avec le spectre expérimental n'est que qualitative, car nous n'avons pas fait figurer les contributions simulées de $^5\text{He}(0)$.

Il est néanmoins possible de dire que la forte densité observée expérimentalement le long de la partie basse énergie du niveau de 16,6 MeV correspond à une distribution angulaire des neutrons fortement pointée vers l'avant.

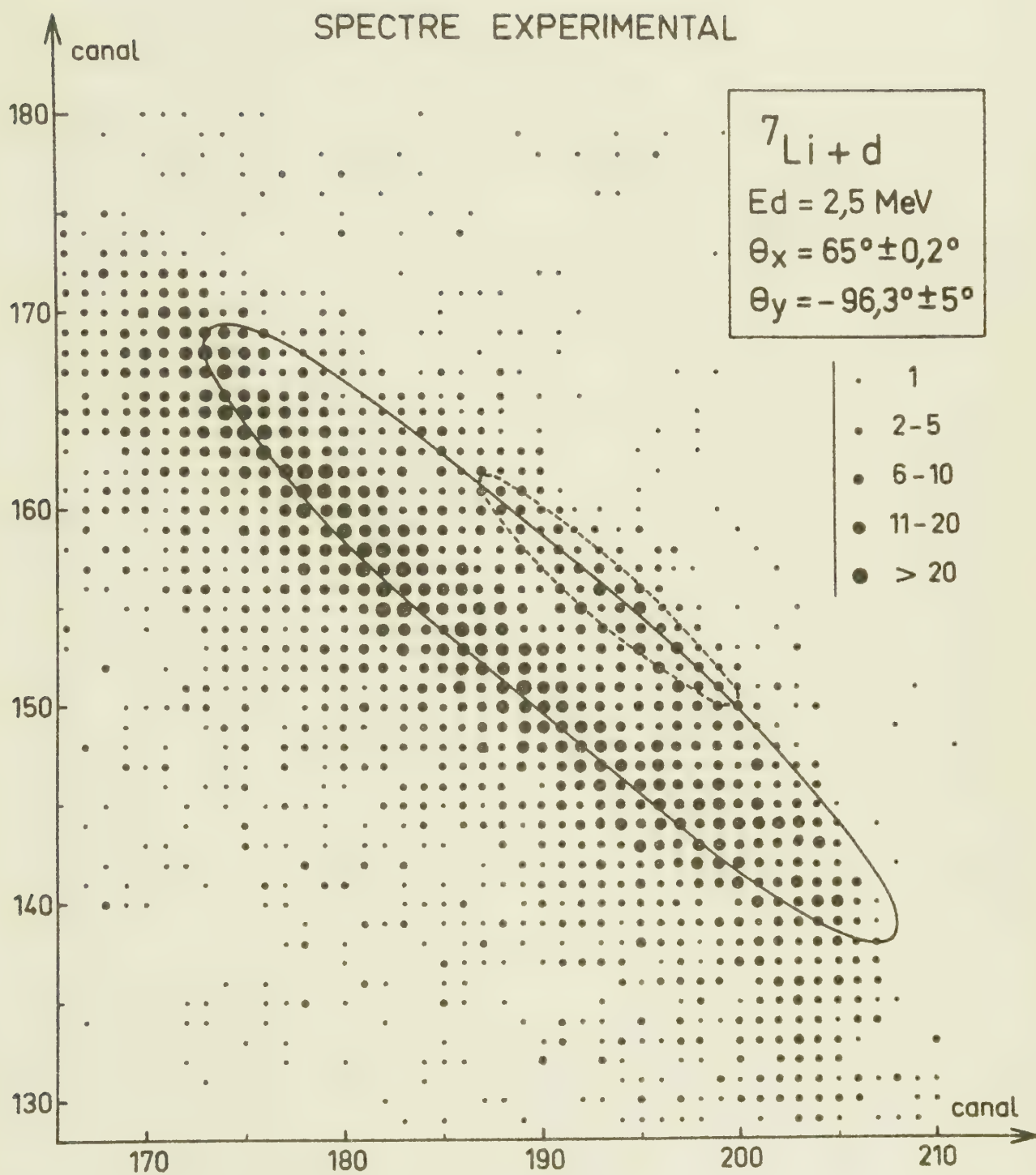


Fig. IV - 16

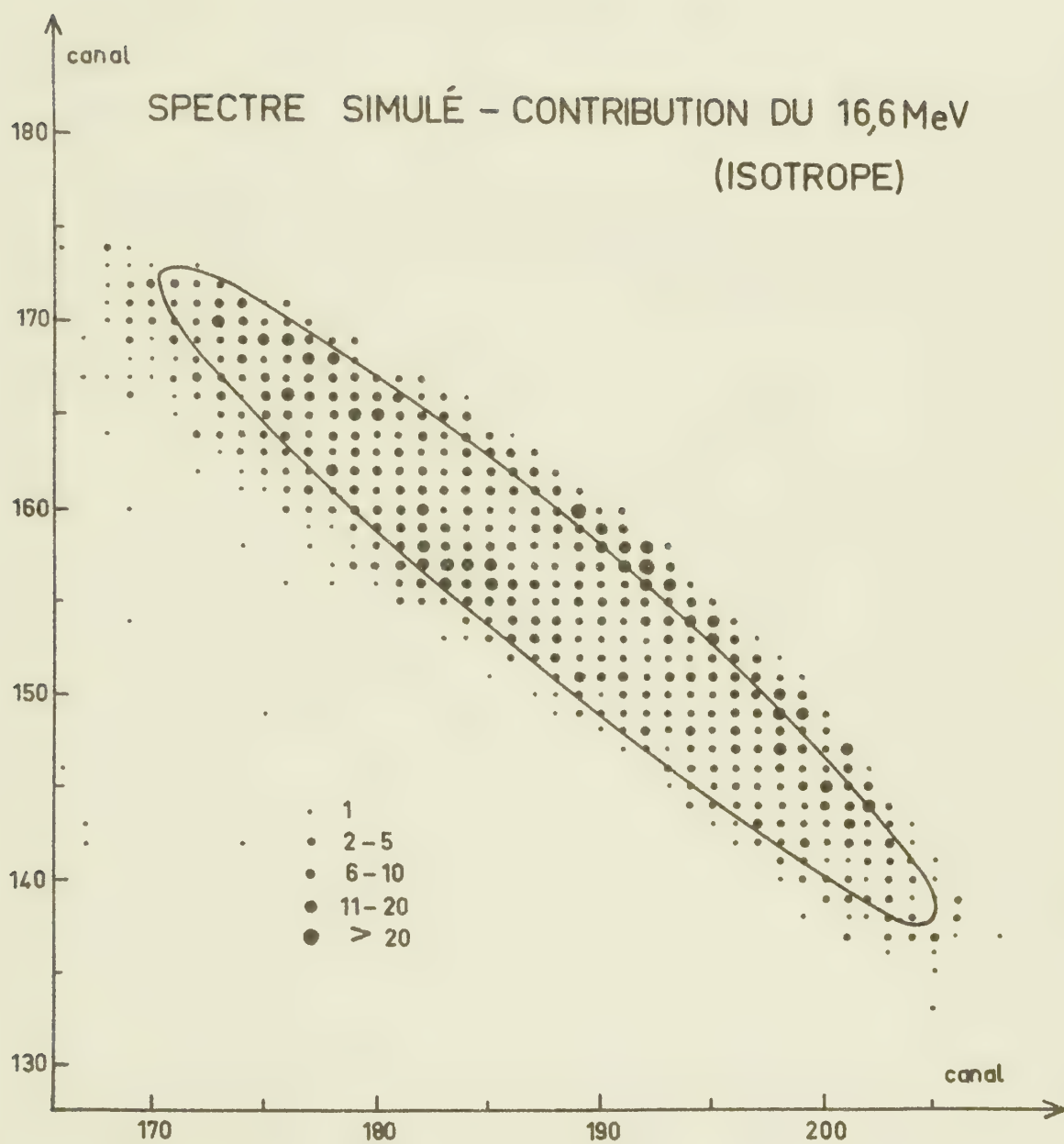


Fig. IV - 17

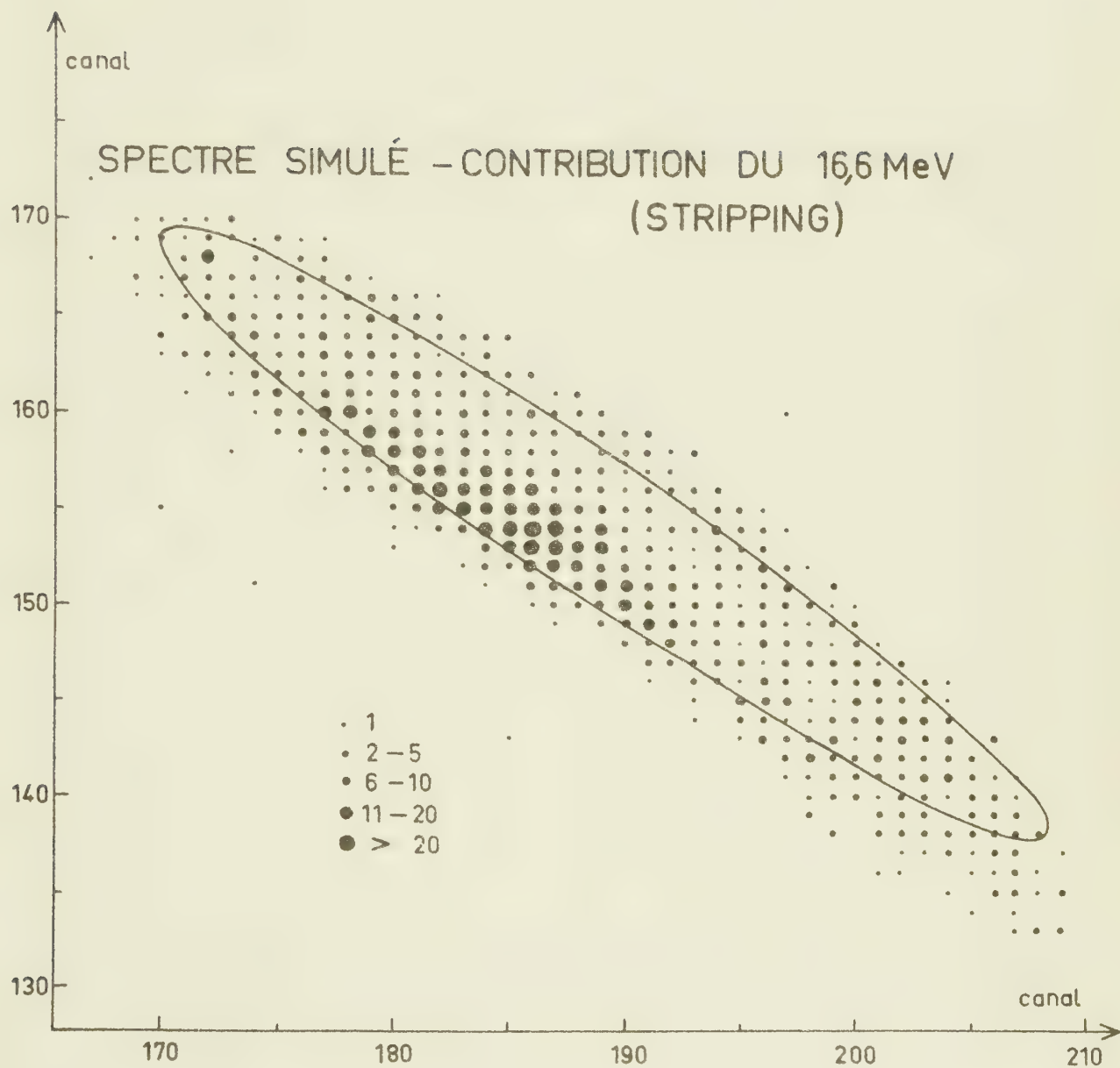


Fig. IV - 18

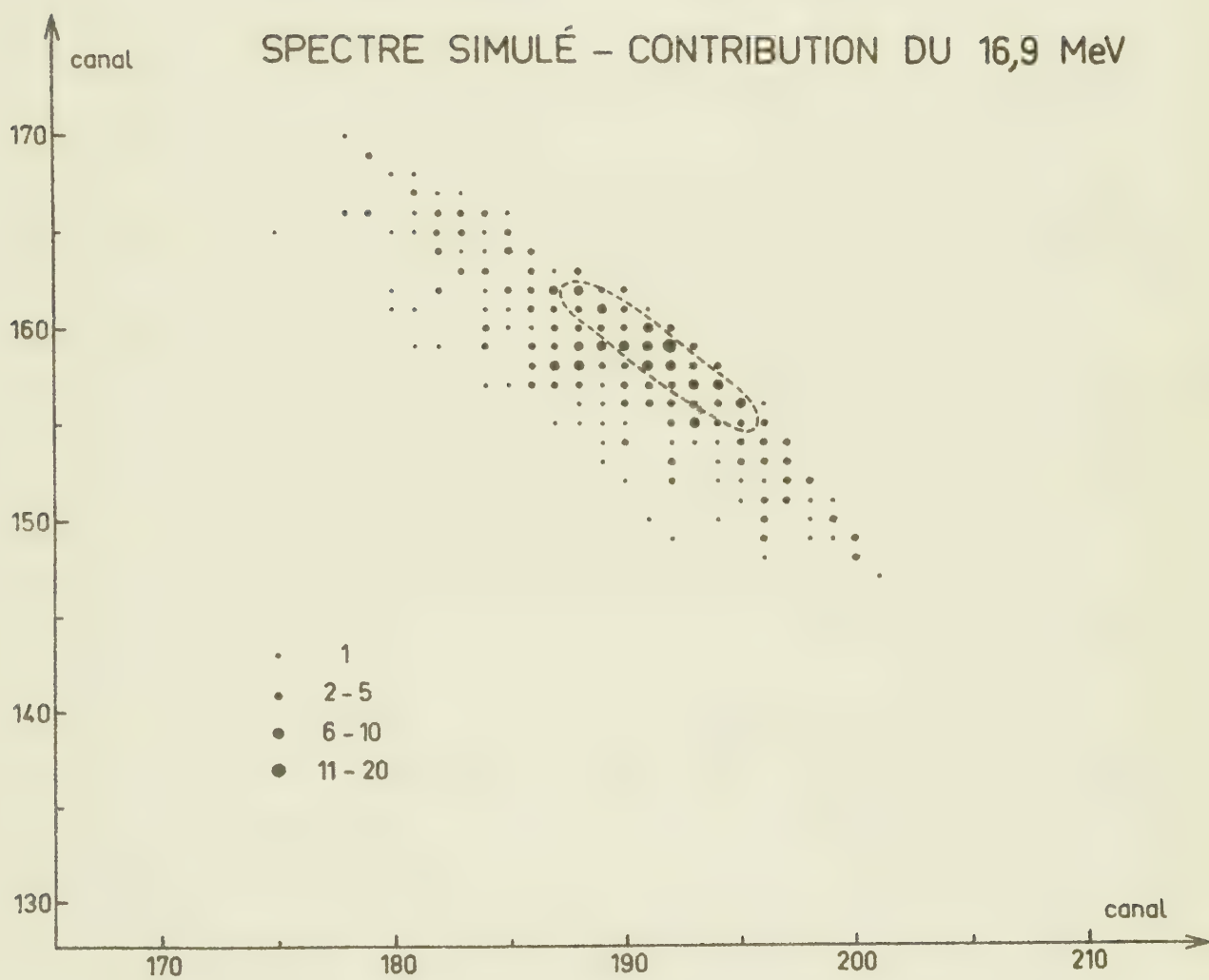


Fig. IV- 19

L'étude par la même méthode d'un spectre obtenu à une énergie supérieure nous permet de conclure à une distribution angulaire nettement plus isotrope dans le cas du niveau de 16,9 MeV.

Nous retrouvons donc essentiellement les résultats de Dietrich et Cranberg (Di60).

Ces résultats sont intéressants car ils montrent que les mécanismes de ces réactions ne dépendent pas de l'énergie incidente et sont bien définis dès que ces réactions sont énergétiquement possibles. Cette méthode nous permet donc d'étudier des mécanismes de réaction dans des domaines d'énergie incidente où leur observation directe n'est pas possible. En effet, dans les réactions à seuil-neutron, les neutrons sont mis dans un cône d'ouverture faible, pour des énergies incidentes légèrement supérieures au seuil, et l'étude de leur distribution angulaire n'est alors pas possible.

B) Réaction ${}^6\text{Li}(t,n)$

Nous n'avons jamais observé dans l'étude de cette réaction des accroissements de densité caractéristiques le long de certaines parties des courbes de localisation des événements. Les figures IV-20, 21 donnent un spectre expérimental et un spectre simulé dans lequel figurent les contributions de ${}^5\text{He}(0)$ et celles du niveau de 16,6 MeV dans l'hypothèse d'une distribution uniforme. Ces figures montrent que la distribution angulaire correspondant au niveau de 16,6 MeV du ${}^8\text{Be}$ ne présente pas de forte dissymétrie avant-arrière.

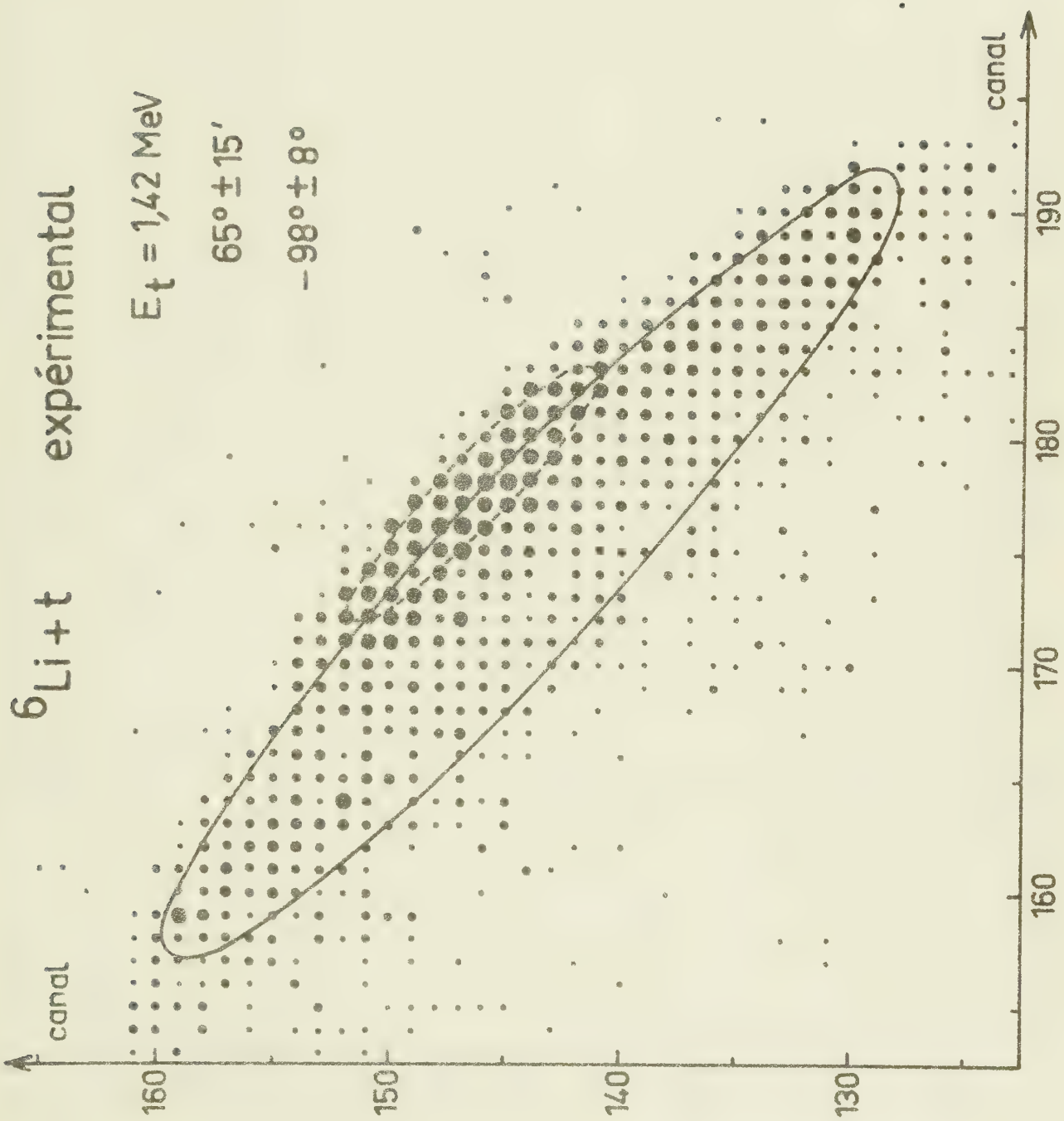


Fig. IV - 20

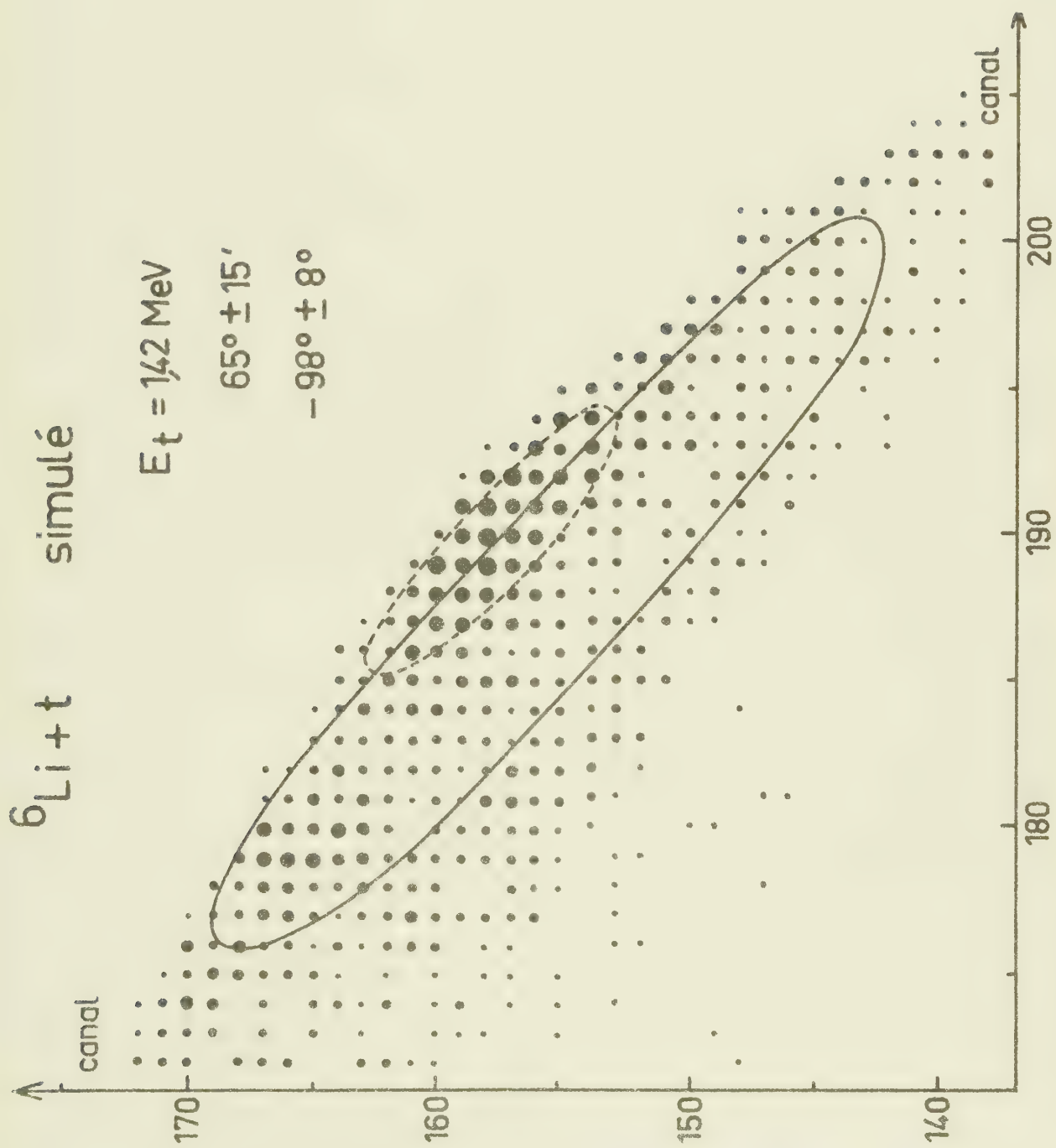


Fig. IV - 21

IV-4-4 Conclusion

L'étude comparative de ces deux réactions dans le cas où les niveaux de 16,68 MeV et 16,92 MeV sont formés nous permet de constater :

- une différence des mécanismes pour la formation des deux niveaux dans le cas de ${}^7\text{Li}(d,n)$.
- une similitude des mécanismes dans le cas de ${}^6\text{Li}(t,n)$.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

${}^7\text{Li} + d \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma(16,63) = (70 \pm 16) \text{ mb/sr} \\ \sigma(16,9) = (13 \pm 2) \text{ mb/sr} \end{array} \right.$
distribution angulaire du 16,63 fortement vers l'avant.

distribution angulaire du 16,9 assez isotrope.

${}^6\text{Li} + t \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma(16,63) = (22 \pm 4) \text{ mb/sr} \\ \sigma(16,9) = (27 \pm 6) \text{ mb/sr} \end{array} \right.$
distribution angulaire du 16,63 assez régulière.

Nous avons, de plus, mesuré la section efficace de formation du niveau de 19,9 MeV par ${}^7\text{Li}(d,n)$ égale à $(14 \pm 4) \text{ mb/sr}$.

CHAPITRE V - DESCRIPTION DES NIVEAUX DU ^8Be
ENTRE 16 ET 20 MeV

- V-1 Résultats expérimentaux obtenus pour les niveaux de parité naturelle dans ce domaine
- V-2 Interprétation théorique à l'aide d'un modèle déformé traité dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock.

Le schéma des niveaux du ^8Be est relativement simple jusqu'à 15 MeV. Il présente une succession de niveaux de spin et parité pairs (0^+ , 2^+ , 4^+), de largeur croissante, qui ont été décrits de façon satisfaisante par différents modèles. Aux environs de 16 MeV, ce spectre devient plus complexe. Il est caractérisé, dans l'état actuel de nos connaissances, par l'existence de trois doublets de niveaux de parité naturelle.

Sur la figure (V-1), nous avons reporté la position de ces doublets. Un niveau n'appartenant pas à cette structure et observé dans cette zone d'excitation a été reporté en trait fin. Le niveau à 19,9 MeV (2^+) appartient sans doute lui aussi à un doublet dont l'autre élément se trouve certainement plus haut en énergie, mais dont l'existence actuellement n'est pas prouvée. Sur la partie droite de la figure sont reportées les cassures possibles en particules ainsi que la position des états fondamentaux de ^8B et ^8Li . Sur la partie gauche sont indiquées les réactions avec lesquelles cette zone a été étudiée.

Nous allons analyser les différents résultats expérimentaux obtenus par ces doublets et ensuite nous tenterons de les décrire à l'aide d'un modèle simple.

V-1 RESULTATS EXPERIMENTAUX

V-1-1 Etude du doublet 2^+

La cassure par voie α des niveaux du ^8Be à 16,6 et 16,9 MeV ainsi que leur formation avec un rendement comparable dans la réaction $^{10}\text{B}(d, \alpha)^8\text{Be}$ (Er 61) ont posé le problème

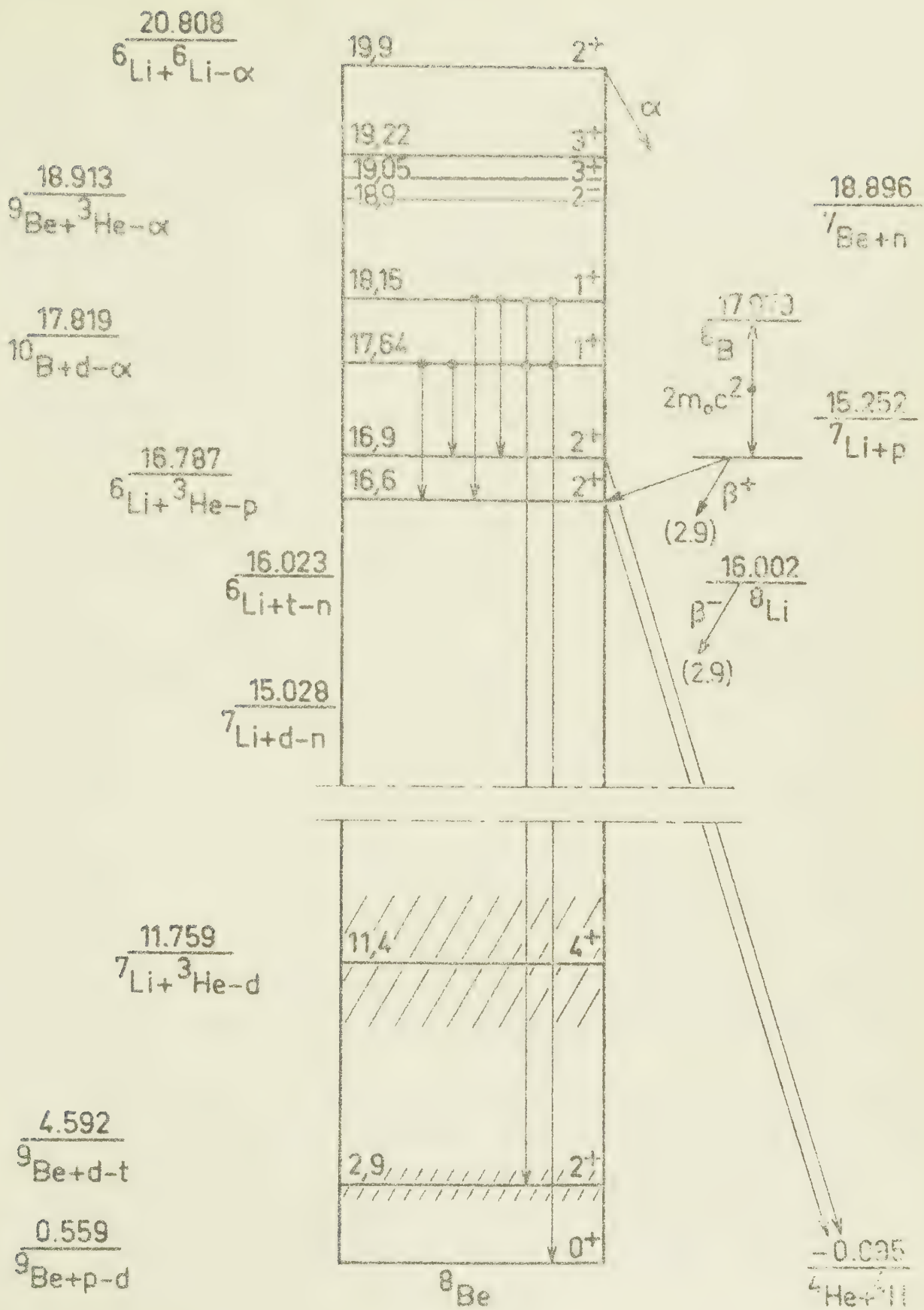


Fig. V-I

du spin isobarique de ces deux niveaux. On estimait en effet que l'un de ces deux niveaux devait être le premier état $T = 1$ du ^8Be . D'après la position des états fondamentaux du ^8B et du ^8Li , l'état analogue dans le ^8Be devrait se trouver au voisinage de 17 MeV. La position et les propriétés de décroissance électromagnétique de cet état analogue sont très intéressantes, car la triade $A = 8$ a été proposée comme test de validité de la théorie du "Conserved Vector Current" pour la décomposition β (We 60). Le problème ainsi posé a suscité l'intérêt de nombreux physiciens.

Une première étape a consisté à chercher s'il n'existait pas, dans ce domaine d'excitation, un autre niveau $T = 1$. (Sl 57) avait trouvé un niveau à 16,08 MeV par l'étude des seuils de neutrons dans la réaction $^7\text{Li} + d \rightarrow n + ^8\text{Be}$. Plusieurs auteurs (Mo63K) (Er 61) ont exploré cette zone avec précision par différentes réactions sans pouvoir confirmer l'existence d'un tel niveau. Seul Serov (Se 62A) par l'étude des seuils neutrons de $^6\text{Li}(t,n)^8\text{Be}$ le signale, mais en fait, ce résultat est très douteux. Il correspond à une extrapolation "rapide" d'une augmentation du rendement de n lents à la limite du domaine d'énergie incidente dont cet auteur dispose. On peut donc conclure que les niveaux à 16,6 et 16,9 MeV sont les seuls niveaux dans cette zone d'excitation, hormis les niveaux à 17,64 et 18,15 MeV bien connus par ailleurs. (Ces niveaux ayant un spin 1^+ ne peuvent être ni l'un ni l'autre l'analogue de ^8B et ^8Li dans leurs états fondamentaux de spin 2^+ .)

Partant de ce fait, de nombreux travaux expérimentaux ont été entrepris pour déterminer lequel de ces deux niveaux était le niveau correspondant aux états fondamentaux de ^8B et ^8Li . Ces études ont donc porté sur la détermination des spins J et T de ces niveaux. L'apparente violation de règle

de sélection de spin isobarique dans $^{10}\text{B}(d,\alpha)$ pouvait provenir du mécanisme de la réaction et correspondre à un mélange de spin isobarique dans le noyau composé. Cependant, les conclusions incohérentes déduites des différentes études faites à des énergies incidentes variables et à l'aide de réactions totalement indépendantes ont permis d'écarter cette hypothèse et au contraire, de supposer un très fort mélange de spin isobarique dans le ^8Be .

Trois articles ont donné une analyse détaillée des différents résultats obtenus jusqu'en 1966 (Pau 66) (Mar 66) (Bar 66). Nous nous contenterons de donner ces résultats sous une forme condensée en y ajoutant les résultats obtenus ultérieurement.

A) Détermination du spin et de la parité de ces deux niveaux

L'état fondamental de ^8Li est un état 2^+ . Ceci a été obtenu par l'étude des corrélations (β,α) dans la décroissance β vers le niveau de 2,9 MeV du ^8Be (La 59c).

Les spins et parités des niveaux de ^8Be sont pairs, car ils se cassent en deux particules α (Bi 63f) (Pa 63e) (Mo 63k) (Ma 64d).

L'analyse de la distribution angulaire des neutrons de $^7\text{Li}(d,n)^8\text{Be}$ (16,6 MeV) indique un stripping d'onde $\ell = 1$ (Di 60) semblable à celui observé pour les protons de $^7\text{Li}(d,p)^8\text{Li}(0)$ (Ha 60a). L'analogie de comportement de ces deux réactions suggère un spin 2^+ pour le niveau à 16,6 MeV.

La corrélation angulaire entre la première α émise dans $^9\text{Be}(^3\text{He},\alpha)^8\text{Be}$ (16,9 MeV) et une des particules α de cassure correspond à un spin 2^+ pour le second niveau (MOA 68).

Enfin, les résultats de la diffusion α - α (Sh 64k) confirment de façon définitive le spin 2^+ de ces deux niveaux.

B) Sommaire des résultats expérimentaux concernant ce doublet

a) Réactions dans lesquelles le ^8Be ne peut être formé que dans des états $T = 0$. (Tableau V-1)

Dans $^{10}\text{B}(d,\alpha)$ et $^6\text{Li}(^6\text{Li},\alpha)$ tous les spins isobariques sont nuls. Le ^8Be formé doit donc avoir un spin isobarique nul.

L'analyse du tableau V-I nous montre que les deux niveaux sont formés avec une probabilité pratiquement identique.

D'autre part nous avons prouvé la cassure en deux α de ces deux niveaux (Bil 61) (Bil 63F).

Ces résultats démontrent l'existence d'une forte composante $T = 0$ pour ces deux niveaux.

b) Réactions dans lesquelles le ^8Be est formé de façon prédominante dans des états $T = 1$. (Tableau V-2)

- $^{12}\text{C}(\gamma,\alpha)^8\text{Be}$: une absorption γ de type E_1 forme des niveaux $T = 1$ du ^{12}C . Seuls des niveaux $T = 1$ du ^8Be peuvent donc être atteints par émission d'une particule α

- $^8\text{B} \rightarrow \beta + ^8\text{Be}$: la transition vers l'état analogue du fondamental est une transition "superpermise". Et $\log ft$ doit être de l'ordre de 3. (Pour une analyse plus nuancée de cette transition, voir (Pau 66) (Mar 66)).

Les résultats obtenus par ces réactions sont moins convainquants que ceux du tableau V-1, mais permettent néanmoins de mettre en évidence une composante $T = 1$ dans ces deux niveaux.

c) Transitions électromagnétiques - Tableau V-3

Ces transitions sont non seulement très sensibles au mélange de spin isobarique mais également à la forme des fonctions d'onde.

TABLEAU V - 1

	ENERGIE (MeV)	16.6		16.9		$\frac{16.6}{R \ 16.9}$
		σ	Nistr. ang.	σ	Distr. ang.	
<u>$^{10}\text{B}(\text{d}_\alpha)^8\text{Be}$</u>	4	$(1.08^{+} \ 0.28) \text{ mb/sr}$ à 35°		$(7.94^{+} \ 0.23) \text{ mb/sr}$ à 35°		~ 1.3
	12					1.20 ± 1.52
	7.5	$(11.3^{+} \ 2.8) \text{ mb}$	vers l'avant	$(9.8^{+} \ 2.4) \text{ mb}$	vers l'avant	1.15
<u>$^6\text{Li}(\text{Li}, \alpha)^8\text{Be}$</u>	5.5		corrélation identique		correlation identique	$1.18^{+} \ 0.1$
	4.3-5.5					1.33 ± 1.05
	5.5	$2.2 \text{ mb/sr à } 10^\circ$		$1.7 \text{ mb/sr à } 10^\circ$		1.22

TABLEAU V-2

	16,6	16,9	$R(\frac{16,6}{16,9})$
$^{12}\text{C}(\gamma, \alpha)^8\text{Be}$			
Go 55b			$\sim 0,3$
$^8\text{B} \rightarrow \beta + ^8\text{Be}$			
Ma 64d	logft = 2,9		
Pau 66 *			~ 1

* Les résultats de Pau 66 correspondent à une nouvelle analyse des résultats expérimentaux de Ma 64 D.

TABLEAU V-3

Transitions électromagnétiques $^7\text{Li} + p \rightarrow \gamma + ^8\text{Be}$
Doublet $1^+ \rightarrow \text{Doublet } 2^+$

	17,64 $\rightarrow$ 16,6	17,64 $\rightarrow$ 16,9	$R(\frac{17,64 \rightarrow 16,6}{17,64 \rightarrow 16,9})$
Ko 65			$13,3^{+3,6}$
Wi 65	$(14^{+2}) \mu\text{b}$ à 440 keV	$1 \mu\text{b}$ à 440 keV	14^{+6}
Mar 66	M1 pur $(6,45 \pm 0,7) \mu\text{b}$ à 440 keV	$(0,46) \mu\text{b}$ à 440 keV	14
Pau 68	$(11^{+2}) \mu\text{b}$ à 440 keV	$(0,8 \pm 0,25) \mu\text{b}$ à 440 keV	13,7

	18,15 $\rightarrow$ 16,6	18,15 $\rightarrow$ 16,9	$R(\frac{18,15 \rightarrow 16,6}{18,15 \rightarrow 16,9})$
Pau 68	$(1,30^{+0,32}) \mu\text{b}$ à 1,03 MeV	$(0,65^{+0,20}) \mu\text{b}$ à 1,03 MeV	$2^{+0,4}$

Nous nous limiterons ici à des considérations sur le spin isobarique. Morpugo (Mo 58) a montré que dans les noyaux self-conjugués, les transitions M1 avec $\Delta T = 1$ ont une probabilité à peu près 100 fois supérieure à celle des transitions M1 ($\Delta T = 0$). Dans la réaction ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ la probabilité de transition dépendra donc à la fois du spin isobarique du niveau émetteur γ et de celui du niveau formé. Si l'on suppose (cf discussion sur le doublet 1^+) que les deux niveaux 1^+ ont des spins isobariques purs, les plus fortes transitions provenant du niveau de 17,64 MeV ($T = 1$) devraient alimenter des niveaux $T = 0$ et celles provenant du niveau à 18,15 MeV ($T = 0$) des niveaux $T = 1$.

La mise en évidence des quatre transitions montre encore une fois l'existence d'une composante $T = 0$ et $T = 1$ dans chaque niveau.

d) Comparaison des réactions analogues qui forment soit un niveau du ${}^8\text{Be}$ soit l'état fondamental du ${}^8\text{Li}$.

- ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$ (16,6 MeV) et ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$.

Le niveau de 16,6 MeV du ${}^8\text{Be}$ est formé de façon prépondérante. Les deux réactions ont lieu par un mécanisme de stripping $\ell = 1$ (Di 60) (Ha 60a)

- ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$ (16,9 MeV) et ${}^9\text{Be}(d,{}^3\text{He}){}^6\text{Li}(0)$

Garvey (Gar 66) a montré que le niveau de 16,9 MeV est formé de façon prépondérante et que le rapport des probabilités des réactions (d,t) et $(d,{}^3\text{He})$ est de $0,75 \pm 0,04$. Ce rapport devrait être de 0,5 si le niveau de 16,9 MeV du ${}^8\text{Be}$ était de façon pure $T = 1$.

Ces deux comparaisons conduisent à des conclusions opposées. La première associe le niveau de 16,6 MeV au fondamental du ${}^8\text{Li}$, l'autre, le niveau de 16,9 MeV. Il est donc nécessaire de supposer une composante $T = 1$ pour ces deux niveaux. Les différences observées sont liées aux mécanismes des réactions et éventuellement aux différences de

structure des niveaux.

e) Réactions par particules dans lesquelles aucune règle de sélection sur le spin isobarique n'intervient (tableau V- 4).

Deux remarques s'imposent :

- la probabilité relative de formation de ces deux niveaux (colonne R) est liée à la nature du noyau-cible.
- lorsqu'un des deux niveaux est formé de façon prépondérante, l'analyse des distributions angulaires montre l'existence d'effets directs importants.

Ces deux caractéristiques indiquent le rôle évident joué par les structures des niveaux en question.

c) Détermination du mélange de spin isobarique de ces deux niveaux

La comparaison de tous les résultats expérimentaux entraîne l'hypothèse d'un très fort mélange de spin isobarique de ces deux niveaux. Ceci est intéressant, car jusqu'à présent on avait considéré que le spin isobarique était un bon nombre quantique (à 10 % près) pour les noyaux légers (MCD 60). Le ^8Be constitue, en fait, le premier exemple de grande impureté de spin isobarique pour cette catégorie de noyaux.

Partant de cette hypothèse, nous pouvons donc écrire les fonctions d'onde de ces niveaux sous la forme

$$\psi_{16,6} = \psi_a = \alpha \psi_{T=0} + \beta \psi_{T=1}$$

$$\psi_{16,9} = \psi_b = \beta' \psi_{T=0} - \alpha' \psi_{T=1}$$

		16.6		16.9		$R \left(\frac{16.6}{16.9} \right)$
ENERGIE (MeV)		σ	Dist. ang.	σ	Dist. ang.	
<u>^6Li ($^3\text{He}, p$)</u>						
Er 61	3,5					
Mo 63 K	1.8+2.4	(25 ⁺ -8)mb à 2.4 MeV	Stripping	(12 ⁺ -4)mb à 2.4MeV	vers l'avant	1,25+1,87
<u>^6Li (t, n)</u>						
Bil 69	0.9+1.5	(22 ⁺ -4)mb au seuil		(27 ⁺ - 6)mb au seuil		~0.8
<u>^7Li (d, n)</u>						
Di 60	3.6+7.5	23 mb/sr à 0°	Stripping $\lambda = 1$	(11 ⁺ -5) mb	isotrope	>> 1
Bil 69	2 → 2.5	(70 ⁺ -16)mb au seuil		(13 ⁺ -2)mb au seuil		5.3
<u>^7Li ($^3\text{He}, d$)</u>						
Mar 67			Stripping		isotrope	
<u>^9Be (p, d)</u>						
Mar 66A	40.8		vers l'avant		pick up $\lambda = 1$	~ 0.05
Kul 67	34			4mb/sr à 20°c.m	pick up $\lambda = 1$	< 0.05
Ver 67	46			4,77mb/sr à 16° cm	vers l'avant	~ 0.05
<u>^9Be ($^3\text{He}, \alpha$)</u>						
Er 61	3.7			50mb/sr à 15°		0.05+0.2
Do 63A	3 et 4	0.29mb/sr en	assez monotone	3.6 mb/sr en	pick up	0.01+0.3
Moa 68	3				pick up $\lambda = 1$	
<u>^9Be (d, t)</u>						
Gar 66	38					<<1

où $\psi_{T=0}$ et $\psi_{T=1}$ sont les fonctions d'onde des états de spin isobarique pur ayant une parité et un nombre quantique de moment angulaire 2^+ , α , β les coefficients de mélange tels que $\alpha^2 + \beta^2 = 1$. Ces deux coefficients peuvent être obtenus directement des mesures des largeurs observées de ces niveaux. En effet, la seule voie ouverte est la cassure en deux particules α . La largeur observée est donc égale à la largeur α de ces niveaux. Le rapport des largeurs de ces deux niveaux est égal au rapport de leur intensité $T = 0$. Le tableau V-5 résume les différentes valeurs expérimentales obtenues pour la position et la largeur de ces niveaux. La première partie de ce tableau donne les valeurs directement déduites des mesures expérimentales.

On obtient en moyenne $\Gamma_{16,6} = 95 \text{ keV}$

$\Gamma_{16,9} = 85 \text{ keV}$

on a donc $\frac{\alpha^2}{\beta^2} = 1,12$ ce qui correspond à un mélange de 53 % de $T=0$ et de 47 % de $T = 1$ dans l'état à 16,6 MeV.

Les valeurs indiquées dans la deuxième partie du tableau V-5 ont été obtenues par une analyse plus détaillée des résultats expérimentaux. Ceci correspond à

(Bro 66) $\frac{\alpha^2}{\beta^2} = 1,38$ soit 58 % $T = 0$ et 42 % $T = 1$

(Mar 67) $\frac{\alpha^2}{\beta^2} = 1,47$ soit 60 % $T = 0$ et 40 % $T = 1$

Ces dernières valeurs sont certainement les meilleures.

Cette analyse nous permet de conclure que le mélange de spin isobarique entre ces deux niveaux est proche de 50 %. Le niveau à 16,6 MeV présente cependant un caractère $T = 0$ légèrement supérieur à celui du niveau de 16,9 MeV.

TABLEAU V-5

		16.6		16.9	
		Position (MeV)	KeV	Position (MeV)	KeV
<u>^7Li (dn)</u>		:	:	:	:
	Di 60	16.64 $\pm$ 0.15	:	16.9 $\pm$ 0.05	:
<u>^{10}B (da)</u>		:	:	:	:
	Er 61	16.23 $\pm$ 0.010	95 $\pm$ 20	16.919 $\pm$ 0.010	85 $\pm$ 20
<u>^6Li (^3He, p)</u>		:	:	:	:
	Er 61	16.623 $\pm$ 0.010	95 $\pm$ 20	16.929 $\pm$ 0.010	85 $\pm$ 20
	Mo 63	16.631 $\pm$ 0.006	82 $\pm$ 6	16.941 $\pm$ 0.008	93 $\pm$ 7
<u>^9Be (^3He, α)</u>		:	:	:	:
	Er 61	16.625 $\pm$ 0.015	105 $\pm$ 30	16.912 $\pm$ 0.012	88 $\pm$ 25
	Do 63A	16.633 $\pm$ 0.015	96 $\pm$ 20	16.928 $\pm$ 0.015	80 $\pm$ 15
<u>^9Be (pd)</u>		:	:	:	:
	Ver 67	:	:	16.93	90
	Kul 67	:	:	16.95	:
<u>^7Li (py)</u>		:	:	:	:
	Pau 68	:	:	16.88 $\pm$ 0.032*	:

Déterminations en tenant compte des interférences

<u>^{10}B (da)</u>	Bro 66	16.61 * *	108.7 $\pm$ 1.3	16.9 * *	78.2 $\pm$ 1.5
<u>^7Li (^3He, d)</u>	Mar 67		113 $\pm$ 3	16.9	77 $\pm$ 3

* Valeur déduite de 18.153 ± 0.005 MeV $E_\gamma = 1.27 \pm 0.03$ MeV

* * Valeurs déduites de Mar 67 et Pau 68

V-1-2 Etude du doublet 1^+

A) Spins et parités

Les spins et parités du niveau de 17,64 MeV sont essentiellement déduits des fortes transitions γ vers le fondamental (0^+) dans la capture radiative ${}^7\text{Li}(p,\gamma)$ à la résonance et du rapport E2/M1 pour la transition vers le niveau 2^+ (2,9 MeV) (Lau 56).

La résonance observée au voisinage de 1 MeV dans la diffusion élastique (Wa 53) et inélastique (Mo 54 A) de protons sur ${}^7\text{Li}$, le mécanisme de stripping $\ell = 1$ de la réaction ${}^7\text{Li}(d,n)$ (Di 65e) et la forte transition γ vers le niveau 0^+ entraînent l'attribution du spin 1^+ au niveau de 18,15 MeV.

B) Résultats expérimentaux (tableau V-6)

Si l'on compare les résultats obtenus pour les deux réactions qui dépendent du spin isobarique, soit ${}^{10}\text{B}(d,\alpha)$ et ${}^{12}\text{C}(\gamma,\alpha)$, on peut conclure que ces états ont un comportement d'état assez pur en spin isobarique : le niveau de 17,64 T = 1 et celui de 18,15 MeV T = 0.

Garvey (Gar 66) a, d'autre part, étudié le rapport du rendement des réactions analogues ${}^8\text{Be}(d,t){}^7\text{Li}$ (17,64) et ${}^8\text{Be}(d,{}^3\text{He}){}^6\text{Li}^*$ (0,976). Ce rapport est égal à $0,45 \pm 0,004$. Cette valeur est très voisine de la valeur 0,5 correspondant à un état pur T = 1 dans le ${}^8\text{Be}$. Ceci confirme donc le caractère T = 1 pratiquement pur du niveau 17,64 MeV.

C) Mélange de spin isobarique

On peut décrire ces deux états par les fonctions d'onde

$$\begin{aligned}\psi_{17,64} &= \gamma\psi(1^+, T=0) + \delta\psi(1^+, T=1) \\ \psi_{18,15} &= \delta\psi(1^+, T=0) + \gamma\psi(1^+, T=1)\end{aligned}$$

TABLEAU V - 6

	ENERGIE MeV	17.64		18.15		R (17.64) (18.15)
		σ	Distr. ang.	σ	Distr. ang.	
$^{10}\text{B(d}\alpha)$ Bro 66 b	7.5	(0,7 $\pm$ 0,2)mb	assez monotone	(8,3 $\pm$ 2,1)mb	symétrique/110°	$\sim 0,00$
$^{12}\text{C}(\gamma,\alpha)$ Po 55 b	20 MeV	Observé		non observé		
$^7\text{Li(dn)}$ D1 60 D1 65	3.6-7.2	7 mb/sr	vers avant stripping $\ell = 1$	10 mb/sr à 0°	vers avant stripping $\ell = 1$	~ 0.7
$^6\text{Li}(\text{}^3\text{He,p})$ Er 61	3-4 MeV	Observé		non étudié		
$^9\text{Be(pd)}$ Ver 67	46 MeV	1.1mb/sr max.	vers avant	0,8mb/sr max.	vers avant	~ 1.3
Ku1 67 Ra 63	34 MeV 155 MeV		pick up $\ell = 1$	1,15mb/sr	pick up $\ell = 1$	2.6
$^9\text{Be}(\text{}^3\text{He},\alpha)$ EP 61	3-4 MeV	Observé		non étudié		

Dans le cadre du modèle en couche sphérique, Barker (Bar 66) tenant compte du mélange de spin isobarique qu'il a déterminé pour le niveau 2^+ , calcule les éléments de matrice des transitions du 17,64 aux niveaux du doublet 2^+ en fonction de γ et δ . Un bon accord entre ses calculs et les résultats expérimentaux est obtenu pour $\gamma^2/\delta^2 = 0,06$, soit 6 % de $T = 0$ 94 % $T = 1$ pour le niveau de 17,64.

Paul (Pau 68) reprend ces calculs avec un mélange de spin isobarique du doublet 2^+ légèrement différent. Les résultats qu'il obtient pour le niveau 17,64 sont en bon accord avec ceux de Barker. Il obtient un mélange de 5 % et 95 %. Par contre le calcul des éléments de matrice des transitions entre le niveau de 18,15 et les niveaux du doublet 2^+ , effectué avec les mêmes valeurs des paramètres, donne des grandeurs sensiblement différentes de celles obtenues expérimentalement. Cet auteur met en cause la description choisie du niveau de 18,15. A l'appui de cette hypothèse, il souligne les difficultés rencontrées dans l'interprétation des transitions entre le niveau de 18,15 MeV et les niveaux 0^+ (fondamental) et 2^+ (2,9 MeV).

Une mesure plus directe du mélange de spin isobarique entre ces deux niveaux peut être tirée de la valeur du rapport des rendements obtenus par la réaction $^{10}\text{B}(d,\alpha)^8\text{Be}$. Browne (Bro 66 b) donne pour ce rapport 0,08. Donc $\frac{\gamma^2}{\delta^2} = 0,08$ ce qui signifie 7,5 % de $T = 0$ et 92,5 % de $T = 1$ pour le niveau à 17,64.

L'ensemble de ces résultats nous permet de conclure que les niveaux du doublet 1^+ sont très peu mélangés en spin isobarique. Le niveau à 17,64 est essentiellement $T = 1$ (environ 95 %), le niveau à 18,15 MeV essentiellement $T = 0$ (environ 95 %).

V-1-5 Doublet 3^+

Pour ce doublet la situation est plus confuse.

A) Spins et parité

Dans le ^8Li le second niveau excité est situé à 2,26 MeV. L'étude de la diffusion élastique $^7\text{Li}(n,n)$ (Wi 56 a) et de la capture radiative $^7\text{Li}(n,\gamma)$ (Im 59) ont permis de lui attribuer le spin 3^+ .

Dans le ^8Be , l'état 3^+ analogue devrait se trouver au voisinage de 19 MeV. Mais dans cette zone d'excitation, la position et surtout les spins des niveaux sont assez mal connus. Cette région a été étudiée à l'aide des réactions $^7\text{Li}(p,p)$, $^7\text{Li}(p,p')$, $^7\text{Li}(p,n)$ (Lau 66) et plus récemment $^9\text{Be}(p,d)$ (Ver 67) (Kul 67).

L'existence d'un niveau 2^- à 18,91 MeV et l'existence d'un niveau 3^+ à 19,22 MeV sont les conclusions les plus sûres que l'on puisse déduire de ces mesures.

Un niveau à 19,05 MeV (Ver 67) ou 19,15 MeV (Kul 67) est également observé, mais la détermination de son spin reste incertaine. Barker (Bar 66), à partir des largeurs partielles du niveau de 19,22 et de la valeur de l'interaction coulombienne, estime que le niveau 19,05 MeV est le deuxième niveau du doublet 3^+ .

B) Mélange du spin isobarique de ce doublet

L'analyse de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ (19,22 MeV) a conduit au rapport $\frac{\gamma_n^2}{\gamma_p^2} = 5,2$ pour ce niveau (Lau 66).

Ce résultat indique un fort mélange de spin isobarique. En effet, dans un noyau self conjugué, l'hypothèse de la symétrie de charge des forces nucléaires entraîne $\gamma_n^2 = \gamma_p^2$ pour un niveau de spin isobarique pur (Alt 62).

L'existence d'une forte transition γ résonnante entre le niveau 19,05 MeV (3^+) et le niveau 2,9 MeV (2^+) dans la capture radiative ${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$ suppose une composante $T = 1$ de ce niveau.

D'autre part, Kull (Kul 67) obtient dans l'étude de la réaction ${}^9\text{Be}(p,d){}^8\text{Be}$ un rapport des sections efficaces pour les deux niveaux supposés du doublet 3^+

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \bigg|_{19,1} \bigg/ \frac{d\sigma}{d\Omega} \bigg|_{19,22} = \frac{1}{20}$$

équivalent à celui mesuré pour les niveaux du doublet 2^+ . La distribution angulaire correspondant au 19,22 MeV (3^+), de même que celle du 16,9 (2^+) peut être décrite par un stripping $l_n = 1$. Notons que Verba (Ver 67), dans cette même réaction, n'indique au contraire que la formation du 19,05 MeV. Cependant, sa résolution expérimentale faible ne lui permet pas de discriminer entre ces deux niveaux.

Ces résultats montrent la grande analogie entre les doublets 2^+ et 3^+ . Cette analogie, certes, reste encore à être précisée au point de vue expérimental, car si le doublet 2^+ a été analysé en détail à l'aide de nombreuses réactions, les résultats concernant le doublet 3^+ sont assez rares et généralement anciens.

V-1-4 Conclusion

Ce sommaire des résultats expérimentaux obtenus pour les trois doublets (2^+ , 1^+ , 3^+) du ${}^8\text{Be}$ nous a permis de justifier l'hypothèse du mélange de spin isobarique pour ces niveaux. Nous avons montré que le doublet 2^+ , et sans doute le 3^+ , sont mélangés pratiquement à 50 %. Au contraire le doublet 1^+ est pratiquement pur.

Nous donnons maintenant une description de ces doublets dans le cadre d'un modèle simple.

V-2 DESCRIPTION THEORIQUE

MODÈLE EN COUCHES

Les études théoriques sur la spectroscopie nucléaire des noyaux de la couche 1p ($4 < A \leq 16$) sont très nombreuses et ceci pour deux raisons essentiellement. Tout d'abord, ils sont mieux connus expérimentalement, d'autre part leur nombre peu élevé de particules permet un traitement mathématique assez simple.

Jusqu'à ces dernières années, les études théoriques se faisaient généralement dans le cadre du modèle en couches sphériques. Cependant, comme nous allons le voir, ce modèle, outre son caractère très phénoménologique, n'est pas adapté à la description d'un certain nombre de phénomènes expérimentaux, ce qui explique les tentatives actuelles d'interprétation théorique à l'aide d'un modèle déformé traité dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock.

V-2-1 Le modèle en couches sphériques

Nous supposons l'existence d'un champ moyen du type oscillateur harmonique

$$U = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2$$

Nous avons alors à résoudre l'équation de Schrödinger à un corps :

$$(t_i + U_i) \varphi_i = \epsilon_i \varphi_i$$

Les fonctions φ_i sont caractérisées par les nombres quantiques $|n \ \& \ m \rangle$. Les fonctions d'onde à N corps sont alors des déter-

minants de Slater correspondant à un certain remplissage des couches. Pour les noyaux $4 \leq A \leq 16$ les états de basse excitation de parité naturelle sont décrits à partir de la configuration $(1s)^4 (1p)^{A-4}$.

L'introduction d'une interaction résiduelle à deux corps et d'une interaction spin-orbite à un corps est nécessaire pour améliorer le schéma grossier de départ. Nous sommes donc amenés à diagonaliser cette interaction dans le sous-espace des fonctions $|J T\rangle$ construites à partir de la configuration choisie.

Le paramètre du champ ω est choisi de sorte que nous ayons une bonne valeur du rayon quadratique moyen et l'interaction est déterminée à partir de certaines énergies d'excitation. Ce sont donc des choix phénoménologiques. Les énergies de liaison ne sont pas en général calculées. En effet, seule l'interaction entre les particules de la couche $1p$ est prise en considération.

Dans le cadre de ce modèle, un certain nombre de résultats est obtenu. En particulier la majorité des spectres d'excitation est assez bien décrite, mais il est alors nécessaire de faire varier les paramètres de l'interaction en fonction du nombre de particules. Ceci est impératif pour l'intensité de la force spin-orbite et dans une certaine mesure, également pour les paramètres de la force à deux corps.

Ce choix de paramètres dépendant du nombre de particules explique, en partie, l'accord excellent obtenu par Barker (Bar 66) entre ses résultats et les résultats expérimentaux.

Cependant, lorsque l'étude s'étend à des quantités physiques plus sensibles à la forme des fonctions d'onde, par exemple, les transitions électromagnétiques, les moments quadrupolaires ou les facteurs de forme de la diffusion des électrons, les résultats sont assez défectueux. Ainsi, par exemple, Kurath (Kur 65)

a montré qu'il était nécessaire de faire intervenir des excitations $1p \rightarrow 1f$ pour décrire le moment quadrupolaire de ^7Li . Ceci revient à introduire ce qu'on appelle les déformations.

V-2-2 Le modèle déformé et la théorie Hartree-Fock

A) Le champ moyen

Nous supposons l'existence d'un champ moyen auquel nous laissons la possibilité d'être déformé (oscillateur harmonique anisotrope)

$$h = h_x + h_y + h_z$$

$$h_x = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2} m \omega_x^2 x^2$$

Les fonctions propres de cet hamiltonien h sont caractérisées par les nombres quantiques (n_x, n_y, n_z) qui représentent le nombre de quanta suivant chaque direction. Nous pouvons mettre quatre particules par couche (multiplicité 2 en spin et en isospin).

B) La fonction d'onde à N corps

Le choix et la construction de la fonction d'onde à N corps est beaucoup plus facile dans cette base que dans la base $|n_1 l_1 m_1 \dots\rangle$. En effet, dans cette dernière à une certaine configuration $(n_1 l_1)^{a_1} (n_2 l_2)^{a_2} \dots$ correspondent en général plusieurs états ayant des valeurs de J et T identiques. C'est pour cette raison, par exemple, que Wildenthal et collaborateurs (Wil 68), sont amenés à effectuer les diagonalisations de matrice 500×500 dans le traitement des noyaux de la couche (s, d). Il est donc nécessaire de pouvoir, a priori, sélectionner les états. Un des résultats les plus intéressants de l'étude de Barker (Bar 66) sur les noyaux de la couche 1p, a été de montrer que la symétrie orbitale de la

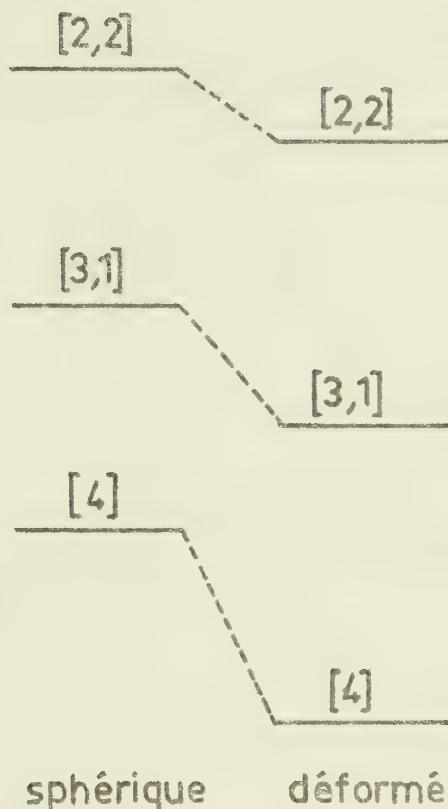
fonction d'onde pouvait être considérée presque comme un bon nombre quantique. Ainsi, dans le cas du ^8Be , les états de la bande fondamentale (0^+ , 2^+ , 4^+) correspondent à peu près à 98 % de la symétrie (4), les doublets 2^+ , 1^+ , 3^+ à environ 95 % de la symétrie (3, 1). Dans la base $(n_x \ n_y \ n_z)$, un état à couches complètes correspond à un état de symétrie (4), un état du type $(n_{x1} \ n_{y1} \ n_{z1})^3 (n_{x2} \ n_{y2} \ n_{z2})$ à un mélange de symétrie (4) (état $S = T = 0$) et de symétrie (3, 1). Dans le cas du ^8Be , la situation est particulièrement simple, car l'état $(001)^3(010)$ $S = T = 0$ correspond en fait au même état que $(001)^4$.

Nous donnons dans le tableau V-7 les différents états du ^8Be et les fonctions correspondantes.

Dans le cadre du modèle déformé, les mélanges de symétrie seront plus faibles que dans le modèle sphérique. En effet, si dans une fonction à N corps on considère les quantités :

$$N_x = \sum_{i=1}^A n_{xi} \quad N_y = \sum_{i=1}^A n_{yi} \quad N_z = \sum_{i=1}^A n_{zi}$$

pour $N = N_x + N_y + N_z = \text{Constante}$, le gain en énergie dû à la déformation $(\omega_x \neq \omega_y \neq \omega_z)$ est d'autant plus élevé que la dissymétrie entre $N_x \ N_y \ N_z$ est grande. Les états de plus grande symétrie orbitale sont donc les plus déformés. Ceci est représenté dans le schéma suivant :



Ainsi, dans le cas du ^8Be avec une force raisonnable, les gains en énergie dus à la déformation obtenus sont :

6,48 MeV	pour la symétrie	(4)
2,79 MeV	"	(3,1)
1,80 MeV	"	(2,2)

L'approximation consistant à négliger totalement les mélanges de symétrie orbitale est donc parfaitement justifiée pour ce type de noyaux.

C) Projection et détermination du champ

Les fonctions d'onde à N corps ainsi construites constituent ce qu'on appelle les états intrinsèques. Ce ne sont pas des états physiques, car ils ne sont pas fonctions propres de J^2 .

$$\psi_{\text{intrinsèque}} = \sum_J a_J |\psi_{\text{int.}}, J\rangle$$

Une projection sur J est nécessaire pour obtenir les états physiques.

Ainsi par exemple l'état $(000)^4$ $(001)^4$ pour lequel nous avons $S = T = 0$ donc $J = L$, nous donnera par projection la bande de rotation $0^+, 2^+, 4^+ \dots$

Les paramètres du champ moyen $\omega_x, \omega_y, \omega_z$ ne sont pas fixés arbitrairement, mais déterminés par minimisation de l'énergie. Le champ moyen est donc déterminé directement à partir de l'interaction à deux corps.

V-2-3 Application au ^8Be

A) Choix de l'interaction

$$H = \sum_i t_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(v_{ij}^c + v_{ij}^t + v_{ij}^{\text{coul}} \left(\frac{1}{2} + \tau_{zi} \right) \left(\frac{1}{2} + \tau_{zj} \right) \right)$$

où v_{ij}^c est une force centrale, v_{ij}^t une force de caractère tensoriel (spin-orbite et tenseur) et v_{ij}^{coul} l'interaction coulombienne qui, comme nous le verrons, ne peut pas être négligée dans certains cas.

Nous choisissons une force centrale de la forme

$$(W + BP_\sigma + CP_\tau + MP_M) V_0 e^{-r^2/\mu^2}$$

en s'imposant la relation de norme $W + M = 1$.

Il nous reste donc cinq paramètres à déterminer $V_0, \mu, X, B+C, B-C$ avec $X = M - 0,4 (B+C)$.

En fait, les deux derniers paramètres ne servent qu'à lever la dégénérescence en (S, T) des états correspondant à la même symétrie. Dans le cas de la symétrie (4) l'énergie ne dépend donc que de V_0, μ et X .

Le choix de ces paramètres est assez délicat. En effet, s'il est possible d'obtenir une force donnant assez bien l'énergie de liaison et les différentes structures excitées des noyaux entre ^{12}C et ^{40}Ca , celle-ci donne une énergie de liaison beaucoup trop forte pour ^4He et ^8Be (Abg 69). D'autre part, une interaction du type Volkov (Vol 65) qui donne assez bien l'énergie de liaison et le rayon de ^4He et ^{16}O ne lie pas assez les autres noyaux de la couche 1p et lie trop ceux de

Tableau V-7

Fonctions d'ondes du ^8Be

Symétrie	(S,T)	L	Fonctions
[4]	(0,0)	0,2,4	$(000)^4 (001)^4$
[3,1]	(0,1)(1,0)(1,1)	1,2,3	$(000)^4 (001)^2 (010)$
[2,2]	(0,0)(1,1) (2,0)(0,2)	0,2	$(000)^4 (001)^2 (010)^2$

- 179 -

Tableau V-8

Force donnant l'énergie de liaison et le rayon de ^{15}O

L'excitation des symétries (3,1) et (2,2) est évaluée par rapport à la symétrie (4)

	X	0,5	0,6	0,65	0,70	Expérimental
B (^4He)	14.69	22.54	26.19	35.67	25.3	
Symétrie [4]	32.00	42.53	49.62	58.31	58.5	
Exc.sym. [5,1]	10.17	15.25	18.85	23.88	18	
Exc.sym. [2,2]	14.78	22.23	27.53	34.66	28.5	

de la couche (s,d). La détermination d'une interaction phénoménologique valable dans tout le domaine des noyaux légers demeure un problème à résoudre.

Dans le tableau V-8, nous avons choisi des forces donnant l'énergie de liaison et le rayon de ^{16}O . Nous pouvons remarquer que non seulement les énergies de liaison, mais aussi les énergies d'excitation entre les différentes symétries varient assez fortement avec X. Pour une valeur de $X = 0,65$ qui rend bien l'énergie de la symétrie (4), la position de l'état de symétrie (3,1) correspondant aux trois doublets 2^+ , 1^+ et 3^+ , ainsi que celle de l'état de symétrie (2,2) correspondant à l'état fondamental de ^8He (environ 32 MeV) sont assez bien rendues.

6) Projection et levée de dégénérescence

Pour les états de la symétrie (4) la situation est assez simple. Nous avons des états de symétrie axiale

$\omega_x = \omega_y \neq \omega_z$. Par projection sur L, nous obtenons la bande 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ observée expérimentalement. (Remarquons que dans le modèle sphérique, les états 6^+ et 8^+ ne sont pas obtenus). On a :

$$E_J = E_0 + \frac{1}{A} J(J + 1)$$

A étant le moment d'inertie.

En ce qui concerne les états de symétrie (3,1), la situation est beaucoup plus complexe. En effet, le caractère de symétrie non axiale rend la technique de projection nettement plus compliquée. D'autre part, il est nécessaire d'introduire des forces non centrales pour lever la dégénérescence par rapport au couplage $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ainsi que pour mélanger les différents L correspondant à un même J.

Cependant, sans faire tous ces calculs, il est possible de tirer certaines conclusions de l'analyse des résultats. Il semble que les mélanges, dus aux forces non centrales des différents L soient assez faibles. En effet, Barker obtient pour les états J=1 et 2 des états presque purs L=1 et pour les états J=3, des états L=2. La principale composante provient donc pour chaque état J, du L admissible minimum.

C) Etats 2^+

En ce qui concerne les états J = 2, on peut donc considérer, avec une bonne approximation, qu'ils correspondent à des états $^3P_2$, la composante $^1D_2$ pour l'état T = 1 étant négligeable. Ces deux états étant très mélangés en spin isobarique, les états T = 0 et T = 1 peuvent être considérés comme pratiquement dégénérés. Ceci nous permet de tirer certaines conclusions quant à l'interaction. En effet, Elliot et Lane (E11 54) ont montré que si l'on prend une force spin-orbite à 2 corps du type

$$(a + b \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) V(r) \{(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \wedge (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)\} (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)$$

il est possible de rendre compte de la levée de dégénérescence des énergies individuelles des couches $|n \ 1 \ j\rangle$ à condition de prendre $b \approx 0$. Ceci signifie que la contribution de la force spin-orbite ne dépend pas du couplage en T. Il est donc nécessaire, pour obtenir une dégénérescence en T dans le ^8Be , que la contribution de la force centrale soit elle aussi indépendante du couplage en T. Or, nous avons :

$$E_{S=1, T=1} - E_{S=1, T=0} = \alpha C + \beta B$$

α et β dépendant des intégrales directes et d'échange des couches (001) et (010). Ces paramètres varient peu avec l'interaction et nous obtenons :

$$1 \approx 10 \text{ MeV}$$

$$2 \approx -1 \text{ MeV}$$

Ces deux états étant dégénérés, nous avons la relation :

$$100 - B \approx 0.$$

D'autre part, l'analyse des états de symétrie (2) (noyaux impairs-impairs) nous donne des indications quant à (B-C). En effet, nous avons deux états S=1 T=0 et S=0 T=1 dont la différence en énergie est directement proportionnelle à (B-C). Les résultats expérimentaux obtenus dans ${}^6\text{Li}$ ou ${}^{14}\text{N}$, par exemple, pour les états J=1 T=0 et J=0 T=1 nous permettent de déduire (B-C). En pratique, on obtient des valeurs admissibles pour (B-C) $\approx 0,1$.

Ces deux relations entre B et C nous indiquent que ces coefficients doivent être presque nuls.

L'interaction coulombienne mélange les états T=0 et T=1. Ce mélange sera d'autant plus important que les états seront proches. Dans le cas où ils sont parfaitement dégénérés, nous avons un mélange de 50 % et nous retrouvons dans ces cas le modèle à sous-structure proposé par Marion (Ma 65D). En effet,

$$\begin{aligned} \psi_{T=1} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(000)^4 (001)^3 (010)_p + (000)^4 (001)^3 (010)_n \right] \\ \psi_{T=0} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[(000)^4 (001)^3 (010)_p - (000)^4 (001)^3 (010)_n \right] \end{aligned}$$

Les fonctions propres seront :

$$\psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{T=1} + \psi_{T=0}) = (000)^4 (001)^3 (010)_p$$

$$\psi_b = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_{T=1} - \psi_{T=0}) = (000)^4 (001)^3 (010)_n$$

Nous avons donc des structures que l'on peut appeler (${}^7\text{Li} + p$) dans le premier cas, (${}^7\text{Be} + n$) dans le second cas.

Ceci explique les différences de sections efficaces obtenues pour ces deux niveaux dans la réaction ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$. En effet, la réaction a lieu par un processus de stripping pour l'état à structure (${}^7\text{Li} + p$). Le proton capté est placé dans l'état (010). Pour le deuxième état, ceci n'est pas possible. Le résultat inverse serait obtenu dans la réaction ${}^7\text{Be}(d,p){}^8\text{Be}$. Par contre, pour la réaction ${}^6\text{Li}(t,n){}^8\text{Be}$ le double stripping est également probable pour les deux états.

A partir des données expérimentales de l'énergie de ces états et de leur mélange, il est possible de calculer la position des états $T = 0$ et $T = 1$ ainsi que la contribution de l'interaction coulombienne.

Si on reprend la notation $\psi_a = \alpha\psi_{T=0} + \beta\psi_{T=1}$
 $\psi_b = \beta\psi_{T=0} - \alpha\psi_{T=1}$

et les valeurs propres correspondantes E_a, E_b ,

$$\text{On a } \frac{\alpha}{\beta} = \frac{-E_{01}}{E_{00} - E_a}$$

$$E_{a,b} = \frac{E_{00} + E_{11}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{E_{00} - E_{11}}{2}\right)^2 + (E_{01}^{\text{coul.}})^2}$$

Les indices 0 ou 1 se référant aux valeurs de T. Et

$$E_{01}^{\text{coul.}} = \langle \psi_{T=0} | H^{\text{coul.}} | \psi_{T=1} \rangle$$

Dans notre modèle nous avons :

$$E_{01}^c = 2(v_{001/000}^{\text{coul}} - v_{010/000}^{\text{coul}}) + v_{001/010}^{\text{coul}} - v_{001/001}^{\text{coul}}$$

En modèle sphérique Barker obtient, par le calcul, des valeurs de E_{01}^{coul} deux fois trop faibles. Bien que nous n'ayons pas effectué le calcul de l'énergie coulombienne dans notre modèle (en raison des difficultés techniques), nous pouvons voir, en particulier, que la contribution des deux premiers termes de E_{01}^c , qui est nulle dans les calculs sphériques de Barker, pourra maintenant, compte tenu de la déformation que nous introduisons de façon consistante, ramener la valeur calculée de E_{01}^{coul} en meilleur accord avec le résultat expérimental.

c) Doublts 1^+ , 1^+ , 0^+

Toujours dans l'approximation d'états purs en L, nous pouvons décrire les différents doublets du ^8Be de façon simple

$$\begin{aligned} 2^+ \quad \psi_{T=0} &= |S = 1\rangle |L = 1\rangle \\ \psi_{T=1} &= |S = 1\rangle |L = 1\rangle \\ 1^+ \quad \psi_{T=0} &= |S = 1\rangle |L = 1\rangle \\ \psi_{T=1} &= \alpha |S = 1\rangle |L = 1\rangle + \beta |S = 0\rangle |L = 1\rangle \end{aligned}$$

$$3^+ \quad \psi_{T=0} = |S = 1\rangle |L = 2\rangle$$

$$\psi_{T=1} = |S = 1\rangle |L = 2\rangle$$

Il est même possible de supposer l'existence d'un doublet 0^+ non observé expérimentalement.

$$0^+ \quad \psi_{T=0} = |S = 1\rangle |L = 1\rangle$$

$$\psi_{T=1} = |S = 1\rangle |L = 1\rangle$$

La grande similitude de description des états 2^+ et 0^+ , et même des états 2^+ et 3^+ permet de supposer une interaction coulombienne du même ordre pour ces différents doublets, donc un mélange important.

Par contre, l'intervention d'un état $S = 0 \quad T = 1$ dans les états 1^+ diminue beaucoup l'interaction coulombienne.

$$\langle S = 0 | H^{\text{coul}} | S = 1 \rangle = 0 \quad \text{et}$$

$$(E_{01}^c)_{1^+} \approx \alpha (E_{01}^c)_{2^+}$$

Le mélange sera donc beaucoup plus faible dans ce doublet.

E) Conclusion

Nous pouvons ainsi conclure que le modèle utilisé est bien adapté à la description du ^8Be . Ce noyau est très intéressant du point de vue de l'étude théorique de la spectroscopie nucléaire. En effet, les contributions d'états correspondant à des excitations $(2t - 2p)$ et $(4t - 4p)$ sont négligeables, ce qui n'est pas du tout le cas pour des noyaux comme ^{12}C et ^{16}O . Ce calcul constitue donc un bon test

d'application du modèle. Il est légitime de penser que les fonctions d'onde choisies sont assez bonnes et permettent donc de déterminer de façon assez sûre les paramètres de l'interaction. Ceci est particulièrement utile dans la mesure où l'on veut faire une étude théorique systématique des noyaux légers. Cependant, un calcul rigoureux avec projection des états non axiaux et introduction de forces non centrales dans le cadre du modèle déformé, reste à faire.

C O N C L U S I O N

Une étude détaillée de la cinématique des réactions nucléaires à trois corps nous a amené à élaborer une méthode expérimentale bien adaptée à ce type de mesures.

Nous avons, à l'aide d'un dispositif expérimental mis au point d'après ces principes, montré la part prépondérante des mécanismes séquentiels dans les réactions ${}^7\text{Li} + d$ et ${}^6\text{Li} + t \rightarrow \alpha + \alpha + n$.

Par une étude systématique à des énergies et des configurations angulaires différentes, nous avons pu déduire des caractéristiques spectroscopiques des noyaux intermédiaires formés : ${}^5\text{He}$ et ${}^8\text{Be}$. Nous avons en particulier étudié le comportement du doublet 2^+ situé au voisinage de 16 MeV dans le ${}^8\text{Be}$.

Nous avons mis en évidence de façon indubitable leur cassure en deux particules α . Par l'analyse des spectres bidimensionnels et à l'aide d'une méthode de simulation, nous avons mesuré les sections efficaces de formation de ces deux niveaux et donné les caractéristiques prédominantes des distributions angulaires correspondantes dans les réactions ${}^7\text{Li}(d,n){}^8\text{Be}^*$ et ${}^6\text{Li}(t,n){}^8\text{Be}^*$. Nous avons de la sorte montré que dans la première réaction le niveau de 16,62 MeV est formé avec une probabilité beaucoup plus grande que le niveau de 16,92 MeV. La forme de leur distribution angulaire est très différente. (fortement vers l'avant pour le premier niveau, plutôt régulière pour le second niveau). Dans la réaction ${}^6\text{Li} + t$ les deux niveaux sont formés avec une probabilité pratique-

ment égale. La distribution angulaire du premier niveau ne présente pas de forte dissymétrie avant arrière.

La comparaison de ces deux réactions ainsi que les résultats expérimentaux obtenus dans l'étude d'autres réactions par différents auteurs nous a amené à conclure au fort mélange de spin isobarique de ces niveaux.

Nous avons interprété ces résultats à l'aide d'un modèle déformé dans le cadre de l'approximation Hartree-Fock. Ce modèle simple nous permet de décrire les différents doublets observés dans le ${}^8\text{Be}$ (1^+ et 3^+). Par contre, il entraîne l'existence d'un doublet 0^+ , lui aussi fortement mélangé en spin isobarique dont l'existence n'est pas encore établie.

Nous avons l'intention de poursuivre avec cette méthode l'étude du doublet 3^+ encore mal connu et de mettre en évidence un doublet 0^+ éventuel. Mais cette étude nécessite des énergies incidentes supérieures à celles dont nous disposons.

APPENDICE A : CALCUL DU TAUX DE PERTES DU
DISPOSITIF X-Y A BANDE PERFOREE

Les temps morts dus au circuit de coïncidences, à la conversion, au transfert du codeur au registre binaire et du registre binaire à l'échelle sont pratiquement négligeables par rapport au temps mort de la perforatrice (environ 80 ms). Ce temps mort considérable est réduit par l'existence de mémoires intermédiaires.

Considérons k mémoires en cascade.

- Soit :
- τ temps mort - temps d'enregistrement de la $k^{\text{ième}}$ mémoire.
 - $P_t(i)$ la probabilité d'avoir i mémoires occupées à l'instant t.
 - $b_{\Delta t}^+(n)$ la probabilité d'avoir n événements pendant l'intervalle de temps Δt . Un événement augmente l'état d'occupation du système d'une unité.

Le calcul du taux de pertes revient à évaluer $P_t(k)$: probabilité que les k mémoires soient occupées.

Considérons les instants t, $t + \tau$ et $t + \epsilon$. Ce dernier représente l'instant où la $k^{\text{ième}}$ mémoire, si elle est occupée, est libérée par la fin de perforation ($0 < \epsilon < \tau$).

Exprimons la probabilité $P_{t+\tau}(i)$ en fonction des probabilités $P_t(j)$ et des probabilités de "création" $b_{\Delta t}^+(n)$.

Pour $i < k-1$, on peut écrire les (k-2) relations :

$$P_{t+\tau}(i) = \sum_{\alpha=0}^{i+1} P_t(\alpha) b_{\tau}^+(i+1-\delta_{\alpha,0}-\alpha)$$

le symbole de Kronecker $\delta_{\alpha,0}$ est introduit pour tenir compte du fait qu'il n'y a pas de mémoire libérée si $\alpha = 0$.

Les probabilités "d'occupation" sont indépendantes du temps. On a donc $P_{t+\tau}(i) = P_t(i) = P(i)$. Une équation supplémentaire est donnée par la relation de norme de ces probabilités.

Par ailleurs, il est possible d'exprimer la probabilité d'enregistrement d'un événement en fonction de la probabilité de perforation. Si a est le taux de comptage moyen par seconde, on obtient :

$$\{1 - P(k)\} = \{1 - P(0)\} / (a\tau)$$

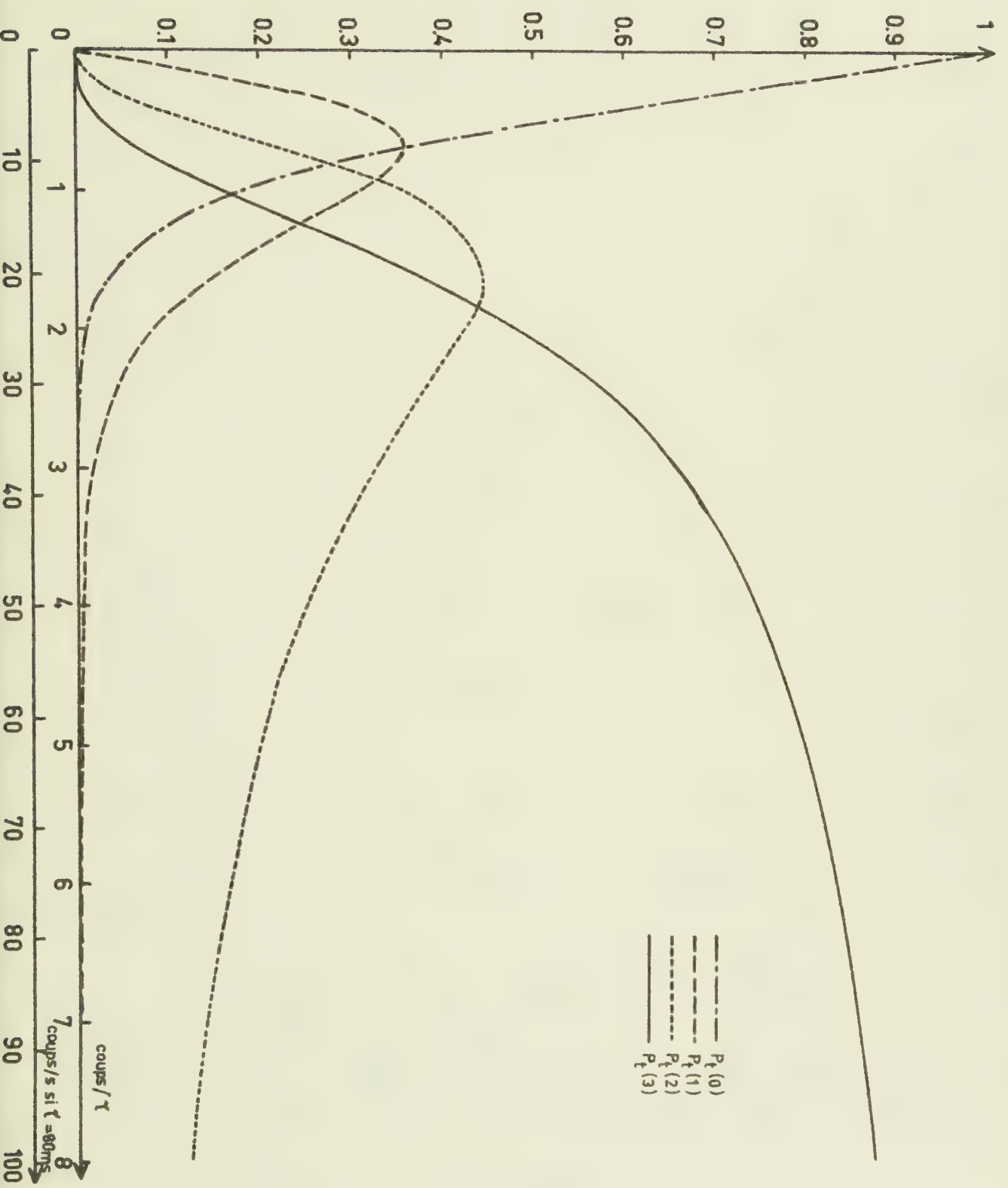
Pour déterminer $P(k)$ on est donc amené à résoudre le système de $(k+1)$ équations :

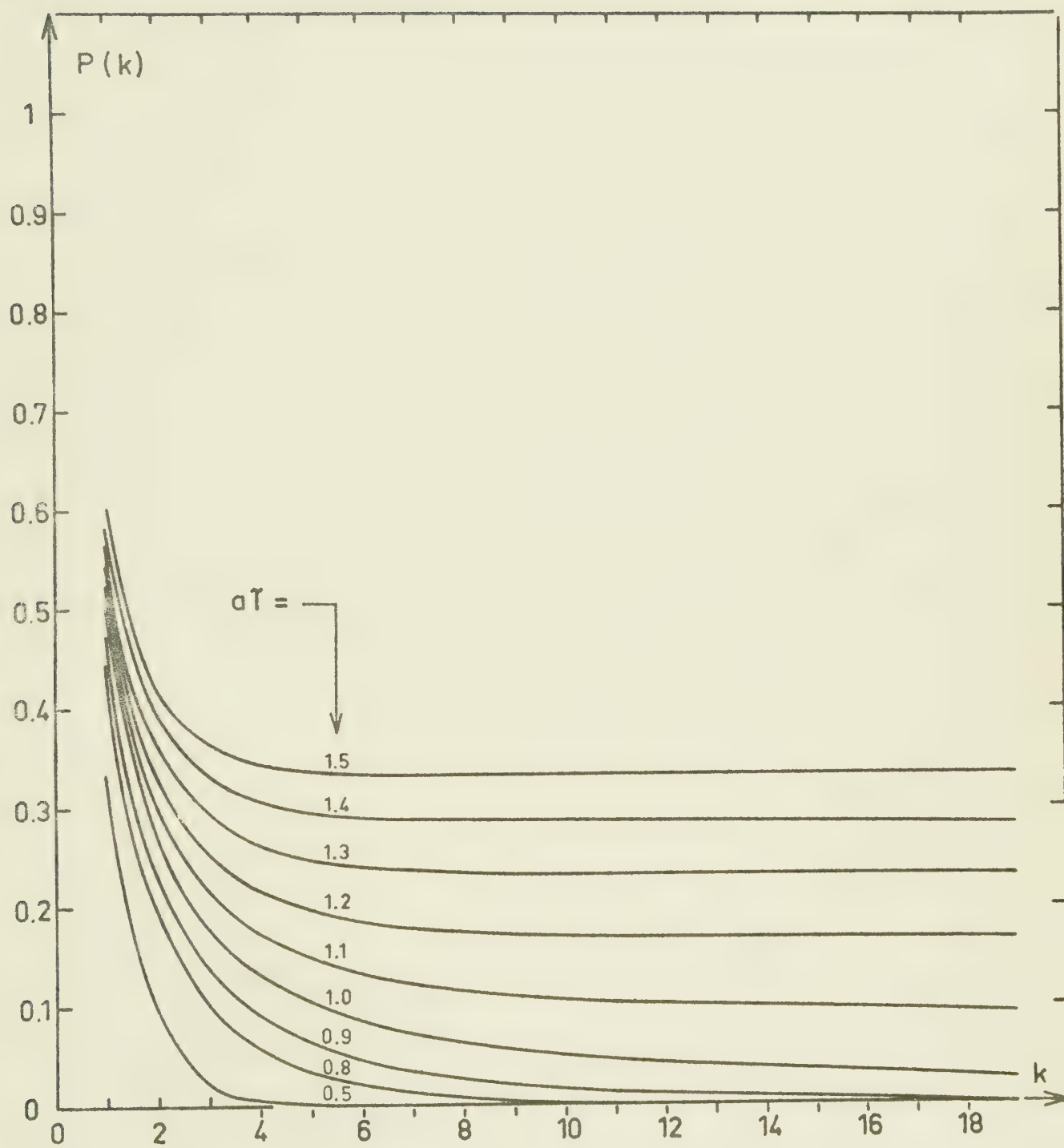
$$\sum_{i=0}^k P(i) = 1,$$

$$P(0) - a\tau P(k) = 1 - a\tau,$$

$$P(i) = \sum_{\alpha=0}^{i+1} P(\alpha) b_{\tau}^{+}(i+1 - \delta_{\alpha,0} - \alpha), \text{ pour } i < k - 1.$$

La figure (A-1) donne les courbes de variation des probabilités $P(i)$ en fonction du taux de comptage dans le cas où k est égal à 3 et avec une distribution d'événements suivant la loi de Poisson, soit $b_{\tau}^{+}(n) = (a\tau)^n \exp(-a\tau)/n!$. La variation de $P(k)$ en fonction de k , le taux de comptage moyen par τ étant pris comme paramètre, est représentée sur la figure (A-2). Il est intéressant de remarquer que pour $a\tau > 1$ le taux de perte atteint rapidement une valeur limite. Il n'y a donc aucun intérêt à augmenter le nombre de mémoires-tampons. Par contre pour $a\tau \leq 1$ le taux de perte décroît avec k croissant et tend vers une valeur nulle. Le nombre de mémoires-tampons joue alors un rôle considérable.





APPENDICE (A) 2

APPENDICE B

ORGANIGRAMME DU PROGRAMME D.A.S. DEPOUILLEMENT AUTOMATIQUE DES SPECTRES

NOTATIONS

Les réactions sont notées $D + X \rightarrow 1 + Y$

X = noyau cible

Y = noyau résiduel

Q = bilan de la réaction

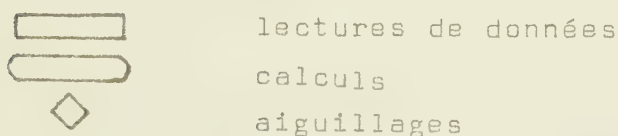
Un noyau est représenté par Z numéro atomique

A nombre atomique

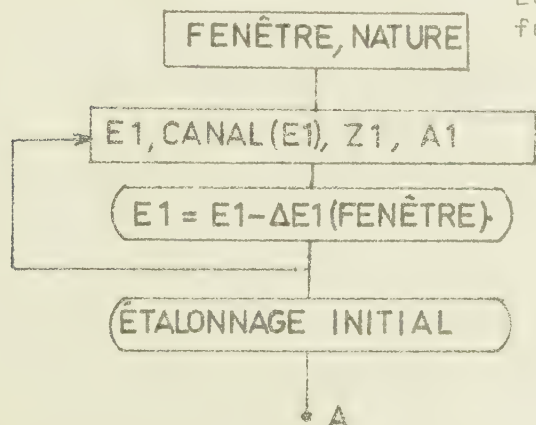
TETA est l'angle expérimental d'observation par rapport
à la direction du faisceau

ALFA est l'orientation de la cible par rapport à la direc-
tion du faisceau.

Nous avons utilisé les symboles suivants



1° ETALONNAGE DE DEPART

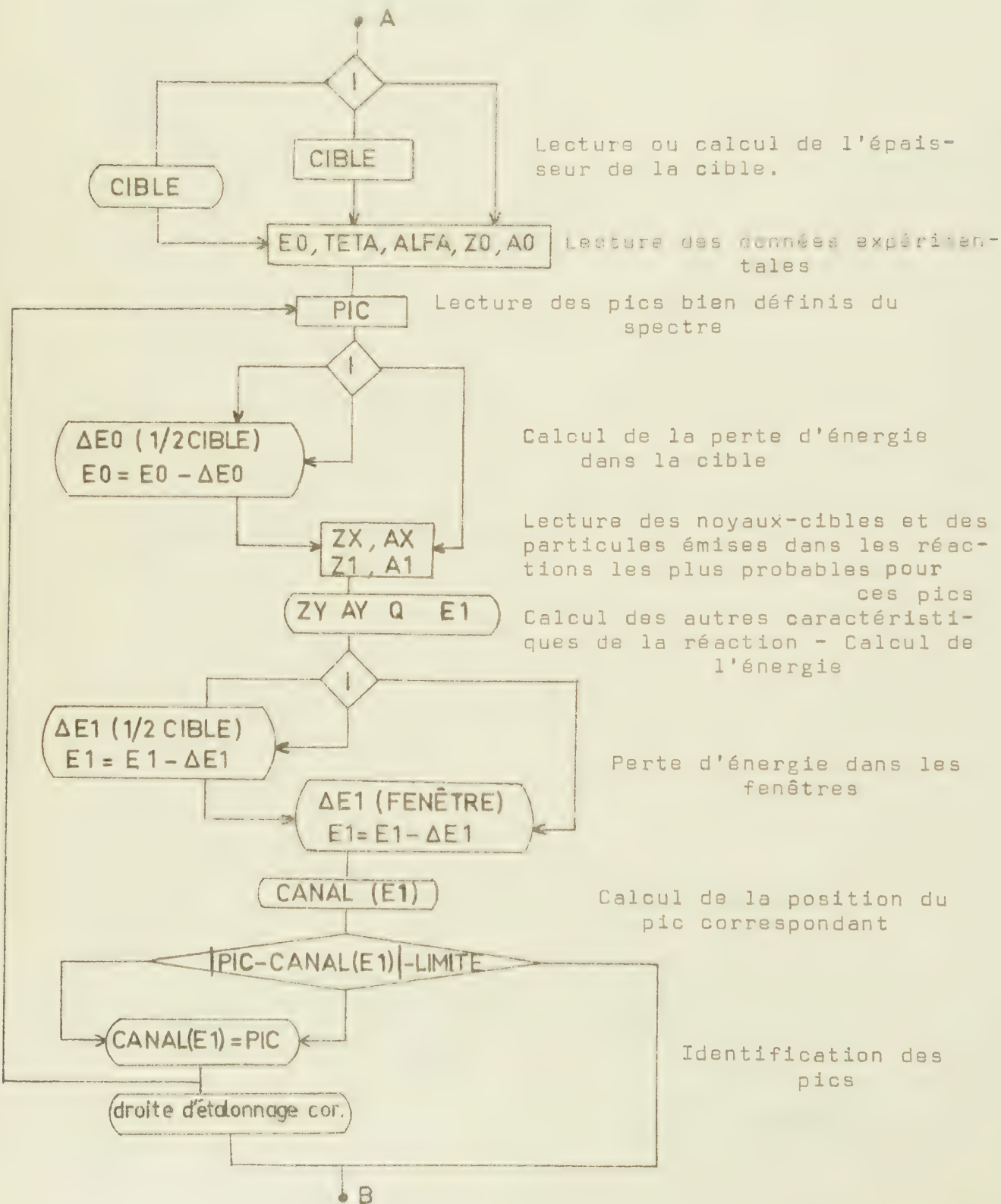


Lecture de l'épaisseur de la
fenêtre et du milieu.

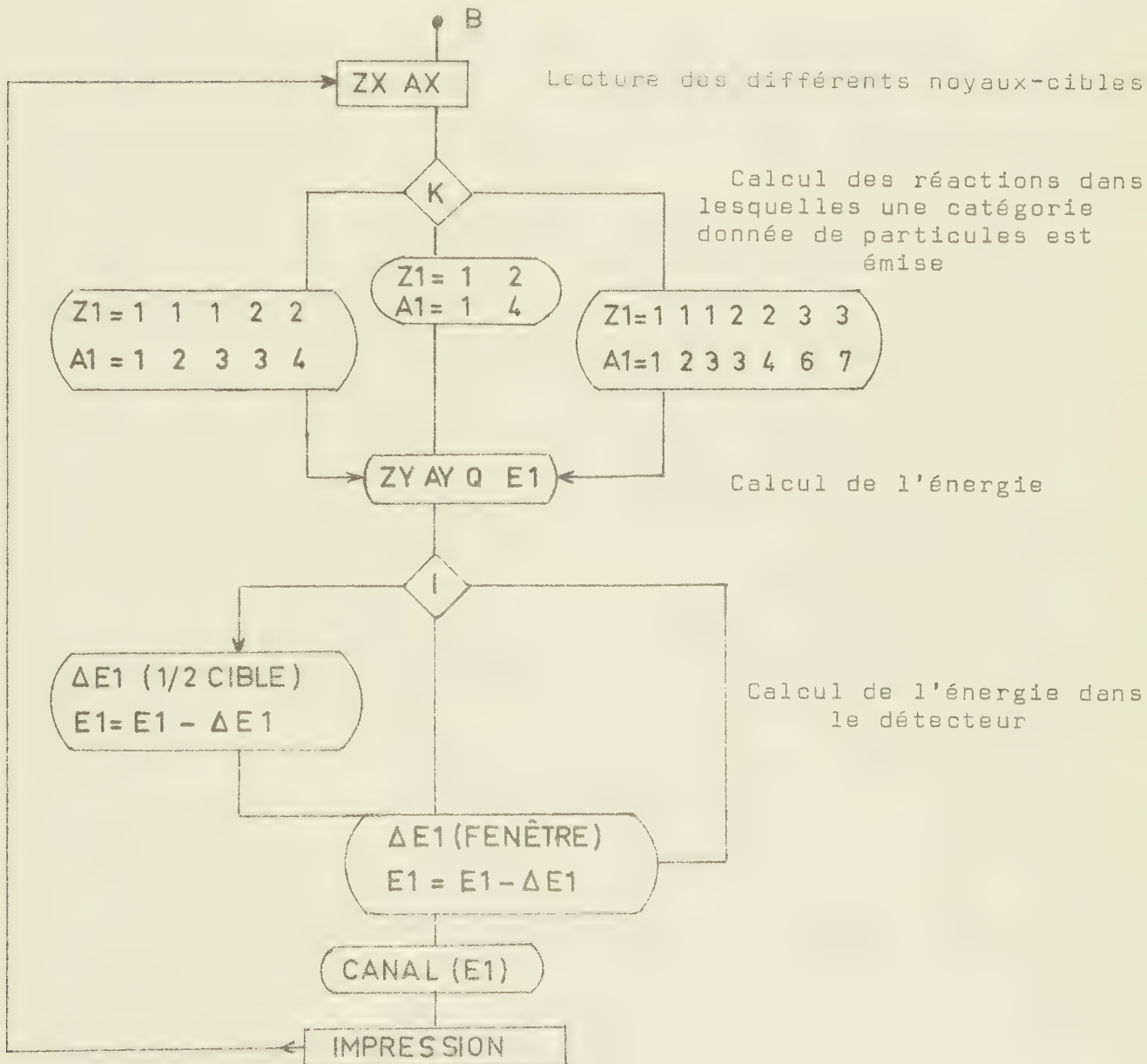
Lecture des pics et des éner-
gies correspondantes de
l'étalonnage initial.

Energie réelle

2° CONTROLE DE L'ETALONNAGE POUR UN SPECTRE DONNE



3° CALCUL SYSTEMATIQUE DE LA POSITION DES PICS CORRESPONDANTS A TOUTES LES REACTIONS SUR LES NOYAUX CIBLES DONNES



APPENDICE C : METHODE DE SIMULATION

La méthode de simulation est intéressante dans le cas où le calcul impose des méthodes de résolution numérique ou lorsque les fonctions qui interviennent ne sont pas analytiques.

L'analyse quantitative des spectres biparamétriques est un bon exemple d'utilisation d'une telle méthode. Dans ces mesures les corrections d'angles solides ne peuvent s'écrire sous forme différentielle dans la plupart des cas. De nombreux paramètres : forme des niveaux, des distributions angulaires intervenant dans les différentes étapes compliquent les calculs. Enfin il est nécessaire d'introduire des fonctions dont la forme analytique n'est pas connue : réponse des détecteurs, perte d'énergie des particules dans la cible, dans la fenêtre des détecteurs.

La méthode de simulation est une méthode d'essais successifs. On choisit a priori un certain système de paramètres avec lequel on simule l'expérience, on compare les résultats de cette simulation avec les résultats expérimentaux et on modifie les valeurs des paramètres jusqu'à ce que cet accord soit bon. Le système de paramètres ainsi déterminé est considéré comme le système de paramètres physiques.

Ceci constitue un procédé extrêmement long si le nombre de paramètres est grand. Mais en pratique on peut distinguer deux classes de paramètres.

- les paramètres directement accessibles à l'expérience (la réponse des détecteurs, l'épaisseur de la cible)
Il est possible d'introduire ces fonctions ou bien sous une forme analytique approchée ou bien point par point.

- les paramètres non accessibles.

Seuls ces paramètres nécessitent des hypothèses successives.

La méthode consiste, dans le cas présent, à reproduire étapes par étapes un grand nombre de réactions afin d'en tirer des résultats statistiques susceptibles d'être comparés aux résultats expérimentaux.

La simulation de chaque réaction suppose une succession de choix statistiques suivant des lois de distributions de probabilités déterminées.

Pour être plus concret, prenons un exemple. Si nous supposons une distribution gaussienne des énergies d'excitation d'un niveau, chaque fois qu'un choix précédent entraînera la formation d'un tel niveau, il sera nécessaire de choisir suivant cette loi de probabilité l'énergie d'excitation atteinte. Ceci entraîne donc la notion de nombres aléatoires dont la probabilité est distribuée suivant une loi donnée.

Nous allons considérer les différentes formes que peuvent avoir ces lois de probabilité et le traitement correspondant.

C-1 LOIS DE PROBABILITES

C-1-1 Distribution uniforme

Quelle que soit la valeur du nombre aléatoire, sa probabilité est la même.

C-1-2 Distribution donnée $y = f(x)$ sur un intervalle (a,b)

Soit un nombre aléatoire x dont la distribution de probabilité est $y = f(x)$.

$R = \int_a^b f(x)dx$ est un nombre aléatoire distribué uniformément dans l'intervalle $(0, \int_a^b f(x)dx)$

Inversement à un nombre aléatoire dont la loi de probabilité est uniforme sur un intervalle $(0, \int_a^b f(x)dx)$, on peut faire correspondre un nombre aléatoire x , dont la distribution de probabilité est de la forme $f(x)$ sur un intervalle (a,b) , défini implicitement par

$$F(x) = R + F(a) \quad F(x) \text{ étant la primitive de } f(x).$$

La détermination de x est donc liée au calcul de la primitive de la distribution donnée.

Dans la plupart des cas, les fonctions utilisées ne sont pas intégrables, il faut alors introduire leurs valeurs tabulées en machine et le calcul est alors plus long.

Cas particulier d'une gaussienne :

Nous avons utilisé pour cette fonction non intégrable une méthode de calcul approché plus rapide.

Si on tire avec une probabilité uniforme n nombres R_i dans l'intervalle $(0, 1)$, x est défini par

$$x = \frac{\sigma}{n} \sum_{i=1}^n R_i + m$$

m étant la valeur moyenne et σ la largeur de la gaussienne.

Nous avons souvent utilisé cette forme de distribution et nous nous sommes limités à $n = 6$, valeur pour laquelle nous avons estimé les résultats suffisants pour le but poursuivi.

C-1-3 Fonctions données point par point.

Soit $f(x)$ une distribution définie par n points dans l'intervalle (a,b) .

La fonction intégrale approchée $F(x)$ sera définie également par n points. Cette fonction est nécessairement monotone et croissante.

Soit R un nombre tiré au hasard dans l'intervalle $(0, F(b) - F(a))$; Si n est grand, on identifie R à la valeur de $F(x)$ la plus proche et on en déduit x . Dans le cas contraire, il est nécessaire d'effectuer une interpolation parabolique entre les valeurs de $F(x)$ encadrant la valeur tirée de R .

Dans ce travail nous avons utilisé essentiellement des distributions gaussiennes et des distributions données point par point.

C-2 GENERATION DE NOMBRES ALEATOIRES DE PROBABILITE UNIFORME

Nous avons utilisé indifféremment deux méthodes de génération de nombres aléatoires.

C-2-1 Nombres pseudo-aléatoires

Les calculateurs génèrent des nombres pseudo-aléatoires. En effet, ces nombres sont répartis suivant un cycle dont la longueur dépend de la méthode utilisée et de la longueur du mot machine. Ainsi le sous-programme I.B.M. sur 1800 (RANDU) fournit environ 8000 nombres indépendants. Ceci est beaucoup trop faible pour les calculs de simulation qui en nécessitent quelques millions.

Par contre, le programme assembleur pour 1800 réalisé par Gonidec (CARLO) en fournit un nombre amplement suffisant.

C-2-2 Nombres aléatoires

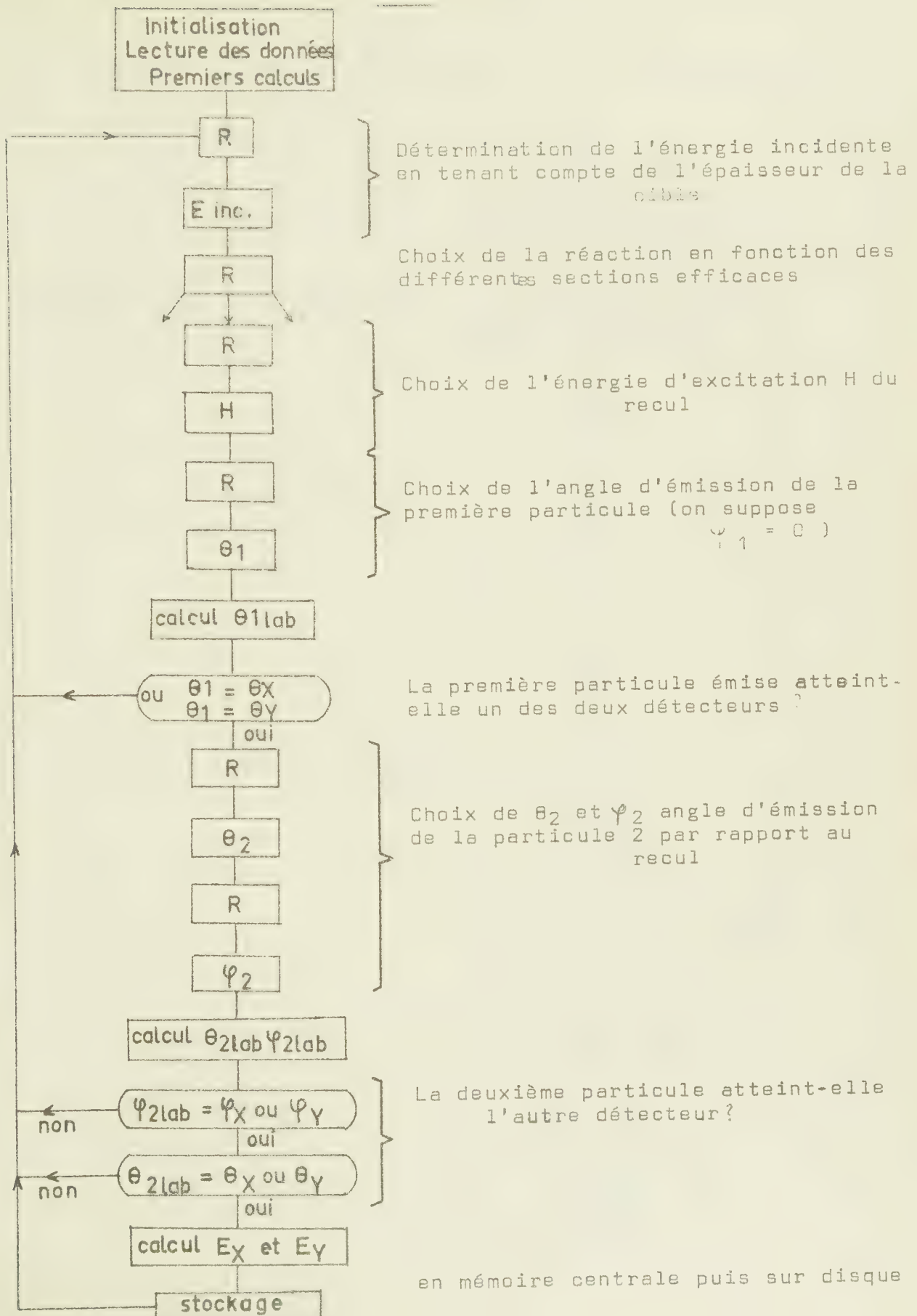
Un générateur physique de nombres aléatoires a été construit à l'aide de 16 compteurs Geiger-Muller (Bil 68). Son principe repose sur la désintégration au hasard des éléments radioactifs.

C-3 ORGANIGRAMME DES PROGRAMMES DE SIMULATION (SIM) ET DE CLASSEMENT (CLAS)

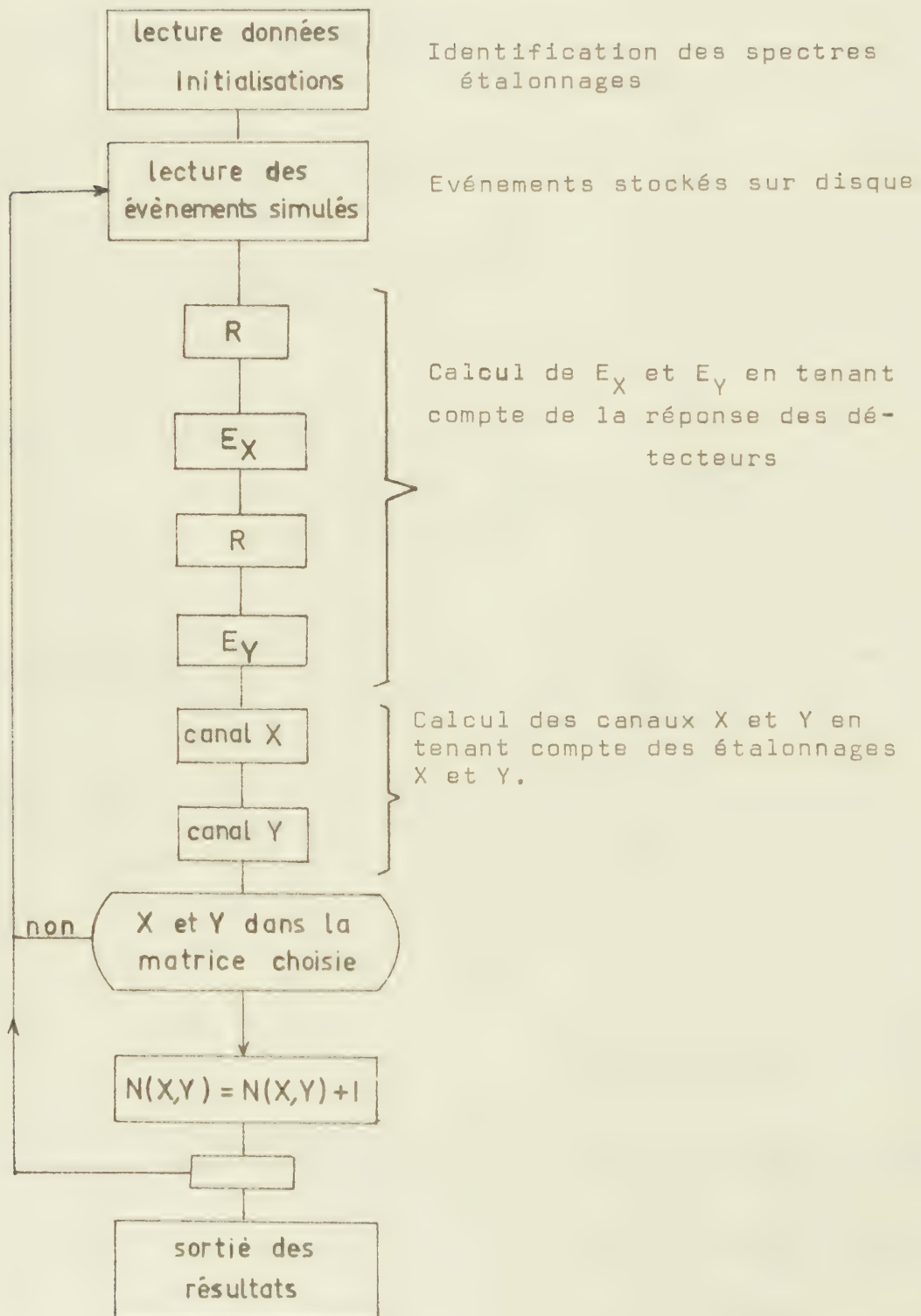
Dans ces organigrammes R représente le choix d'un nombre aléatoire.

Il est nécessaire d'optimiser au maximum tous les calculs qui se font dans la boucle de simulation proprement dite pour minimiser le temps de calcul qui est grand.

Dans notre cas la simulation de spectres ayant des statistiques comparables à celles de spectres expérimentaux a nécessité sur IBM 1800 quelques heures de calcul, suivies d'une heure environ de classement.



CLASS : classement des événements stockés sur disque



C-5 CONCLUSION

Cette méthode, quoique nécessitant beaucoup de temps de calcul est une méthode très utile pour des études de réactions nucléaires à trois corps. Notons qu'elle a été utilisée avec succès par Donovan et collaborateurs (Don 66) dans l'analyse de la réaction $d + p \rightarrow p + p + n$.

B I B L I O G R A P H I E

Nous avons conservé la notation de Lauritsen, Ajzenberg-Selove (Nuclear Physics 78 (1966) 1) pour les références qui figurent dans leur compilation. Pour les autres travaux nous avons élargi le principe adopté par ces auteurs en conservant les trois premières lettres du premier signataire.

- Ada 54 R.K. ADAIR, Phys. Rev. 96 (1954) 709
Alt 62 A. ALTMAN, Thèse University of Maryland
Ass 65 ASSIMAKOPOULOS, GANGAS, KOSSIONIDES, DEMOCRITUS,
Phys. Lett. 19 (1965) 316
Abg 69 ABGRALL, BARON, CAURIER, MONSONEGO, Nucl. Phys. (à pa-
Bil 61 BILWES, BOUROTTE, MAGNAC-VALETTE, Journ. de Phys. raitre)
22 (1961) 568
Bi 63f BILWES, BOUROTTE, D. MAGNAC, Journ. Phys. 24 (1963) 948
Be 64p BERKOWITZ Nucl. Phys. 60 (1964) 555
Bar 66 BARKER, Nucl. Phys. 88 (1966) 418
Bil 66 BILWES, BOUROTTE, HOSSENLOPP. International Confe-
rence on Nuclear Physics Gatlinburg sept. 1966
Bil 68 BILWES, BUEB, JUNIOT, RING, Colloque Strasbourg,
Bil 69 BILWES-BOUROTTE, présent travail (déc. 1968)
Cu 53a CUER and JUNG, C.R.A.S. 236 (1953) 1252
Ca 62c CASSAGNOU, JERONYMO, MANI, SADEGHI and FORSYTH,
Nucl. Phys. 33 (1962) 449
Ce 62 CERNY, HARVEY and PEHL, Nucl. Phys. 29 (1962) 120
Ca 64f R.R. CARLSON, K.G. KIBLER, State Univ. of Iowa, report
SVI 64-21 (1964)

- Di 60 DIETRICH and CRANBERG, Bull. Am. Phys. Soc. 5 (1960) 493
- Do 63a DORENBUSCH and BROWNE, Phys. Rev. 131 (1963) 1212
- Do 63e W.E. DORENBUSCH, C.P. BROWNE, Phys. Rev. 132 (1963) 1759
- Di 65c DIETRICH and ZAFIRATOS, Bull. Am. Phys. Soc. 10(1965) 439
- Do 65 P.DONOVAN, Report n° BNL-948 vol. 1(1965) 242
- Don 66 DONOVAN, MOLLENAUER, ZUPANCIC, BOYD, PARKER
Intern. Nuclear Phys. Conference Gatlinburg (1966) 978
- Ell 54 ELLIOT et LANE, Phys. Rev. 96(1954) 1160
- Er 61 ERSKINE and BROWNE, Phys. Rev. 123 (1961) 958
- Fre 58 FREEMAN, HANNA, MONTAGUE, Nucl. Phys. 5 (1958) 148
- Fla 66 FLAMANT, BALLINI, CHANUT, Journ. de Phys. Fasc. 3-4 (1966)
- Go 55b GOWARD, WILKINS, Proc. Roy. Soc. 228 (1955) 376
- Gar66 GARVEY, CERNY, PUGH, Bull. Am. Phys. Soc. 11 (1966) 26
- Ha 60a HAMBURGER, CAMERON, Phys. Rev. 117 (1960) 781
- Han 62 I.G. HAN, Thèse Florida State University
- Hos 66 HOSSENLOPP, HABERER, BILWES, Nucl. Ins. Méth. 42 (1966) 137
- Im 59 IMHOF, JOHNSON, VAUGHN, WALT, Phys. Rev. 114 (1959) 1037
- Ja 57 JARMIE, SEAGRAVE et al, Los Alamos report 2014 (1957)
- Je 62 JERONYMO, MANI, PICARD, SADEGHI, Nucl. Phys. 38(1962) 11
- Jo 64e JONES, BAIR, JOHNSON, WILLARD, Congrès Intern. de
Phys. Nucl. Paris (1964) 780

- Ko 65 KOHLER, PAUL, Phys. Lett. 15 (1965) 157
- Kur 65 KURATH, Phys. Rev. 140 B (1965) 1190
- Kib 66 K.G.KIBLER, Phys. Rev. 152 (1966) 932
- Kul 67 KULL, Phys. Rev. 163 (1967) 1066
- La 59c LAUTERJUNG et coll. Z. Phys. 155 (1959) 560
- Le 55 LEVINE, BENDER and McGAUER, Phys. Rev. 97(1955) 1249
- Lab 66 T.LAURITSEN, F.AJZENBERG-SELOVE, Nucl. Phys. 78
(1966) 1
- No 58 MORPUGO, Phys. Rev. 110 (1958) 721
- Mod 60 McDONALD, Nucl. Spectroscopy B (édition F.Ajzenberg-
Selove) Academic Press 1960
- Ne 61a MEYER, NULLER, STAUB and ZURMUHLE, Nucl. Phys. 27
(1961) 284
- Mo 63k MORINIGO, Unpublished Thesis, CALTECH (1963)
- Ma 64d MATT, PFANDER, RIESEBERG and SOERGEL, Phys. Lett.
9 (1964) 174
- Ma 65d J. MARION, Phys. Lett. 14 (1965) 315
- Mo 65f MOAZED, ETTER, HOLMGREN and WAGONNER, Rev.
Mod. Phys. 37 (1965) 354
- Mo 65g MOAZED, ETTER and HOLMGREN, Rev. Mod. Phys. 37
(1965) 441
- Man 66 MD. MANCUSI, E. NORBECK, Phys. Rev. 151 (1966) 830
- Mar 66a J.B. MARION, C.A. LUDEMANN, P.G. ROOS, Phys. Lett.
22 (1966) 172
- Mar 66 J.B. MARION, M. WILSON, Nucl. Phys. 77 (1966) 129
- Mar 67 MARION, NETTLES, COOKE, STEPHENSON, Rev. of Mod.
Phys. 157 (1967) 847
- Moa 68 C. MOAZED, H.D. HOLMGREN, Phys. Rev. 166 (1968) 977
- Mo 54a MOZER, FOWLER, LAURITSEN, Phys. Rev. 93(1954) 829
- Pa 63e PAUL, KOHLER, Phys. Rev. 129 (1963) 2698
- Pau 66 PAUL, Naturforsch. 21a (1966) 914
- Pau 68 PAUL, KOHLER, SNOVER, Phys. Rev. 173 (1968) 919

- Ri 56d RIVIERE, Nucl. Phys. 2 (1956) 81
- Ri 57b RIVIERE and TREACY, Australian J. Phys. 10(1957) 209
- Ra 63 RADVANY, BACHELIER, BERNAS, DETRAS, GUENIN, HAAG,
Bull. Am. Phys. Soc. 8 (1963) 10
- Ra 62 RADVANY, BACHELIER, BERNAS, DETRAZ, GUENIN,
Congrès de Padoue (1962)
- Se 56a W.SELOVE, Phys. Rev. 101 (1956) 231
- Sl 57 SLATTERY, CHAPMAN, BONNER, Phys. Rev. 108 (1957) 809
- Se 62a V.I. SEROV, B.Y. GUZHOVSKII, Soviet Journal of
Atom. Energy 12 (1962) 1
- Sh 64k SHIELD, CONZETT, DARRIULAT, PUGH, SLOBODRIAN,
Bull. Am. Phys. Soc. 9 (1964) 703
- Vl 59 N.A. VLASOV, A.A. OGLOBLIN, JETP (Soviet Physics)
10 (1960) 39
- Vol 65 VOLKOV, Nucl. Phys. 74 (1965) 33
- Val 67 VALKOVIC, JACKSON, CHEN, EMERSON, PHILLIPS,
Nucl. Phys. A 96 (1967) 241
- Ver 67 J.W. VERBA, M.WILLMES, R.F. CARLSON, J.SLAUS,
J.RICHARDSON, E.L. PERTESSEN, Phys. Rev. 153 (1967)
1127
- Wa 53 WARTERS, FOWLER, LAURITZEN, Phys. Rev. 91 (1953) 917
- Wi 56a WILLARD, GAIR, KINGTON, COHN, Phys. Rev. 101 (1956)
765
- We 58a WEBER, Phys. Rev. 110 (1958) 529
- We 60 WEIDENMULLER, Phys. Rev. Lett. 4 (1960) 299
- Wil 62 C. WILLIAMSON, J.P. BOUJOT, Energy Loss of ch. part.
C.E.N. Saclay
- Wi 65a WILSON and MARION, Phys. Lett. 14 (1965) 313 (1962)
- Wil 68 WILDENTHAL, McGRORY, HALBERT, GLAUDEMANS,
Phys. Lett. 26B (1968) 692
- Wha W.WHALING, Handbuch der Physik, vol. XXX IV, 13

TABLE DES FIGURES ET DES TABLEAUX

I	- 1	12	IV - 1	95
II	- 1	22	IV - 2	106
II	- 2	22	IV - 3	107
II	- 3	25	IV - 4	108
II	- 4	26	IV - 5	110
II	- 5	31	IV - 6	111
II	- 6	34	IV - 7	114
II	- 7\$	35	IV - 8	115
II	- 8	37	IV - 9	118
II	- 9	39	IV - 10	121
III	- 1	52	IV - 11	123
III	- 2	57	IV - 12	124
III	- 3	58	IV - 12 bis	129
III	- 4	59	IV - 13	133
III	- 5	62	IV - 14	134
III	- 6	63	IV - 15	136
III	- 7	64	IV - 16	141
III	- 8	65	IV - 17	142
III	- 9	68	IV - 18	143
III	- 10	70	IV - 19	144
III	- 11	71	IV - 20	146
III	- 12	73	IV - 21	147
III	- 13	75	V - 1	151
III	- 14	78	A - 1	195
III	- 15	79	A - 2	186
III	- 16	84		
III	- 17	87	<u>TABLEAUX</u>	
III	- 18	88	V - 1	155
III	- 19	92	V - 2 et V-3	156
			V - 4	159
			V - 5	161
			V - 6	163
			V - 7	173

Je prie Monsieur le Professeur P. CÜER de l'Université de Strasbourg, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire, de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour m'avoir accueillie dans son Département et pour l'intérêt bienveillant qu'il m'a toujours manifesté.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur le Professeur CHASTEL, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire de Bordeaux qui a assuré avec bienveillance mon parrainage au C.N.R.S. .

Madame D. MAGNAC-VALETTE, Directeur du Laboratoire des Basses Energies a dirigé ce travail et m'a apporté tous les moyens pour le réaliser. Je l'en remercie vivement.

Ce travail est le fruit d'une collaboration constante pendant plusieurs années avec R. BILWES, Maître-Assistant à la Faculté des Sciences, mon mari. Je tiens à l'y associer étroitement.

Messieurs CAURIER et BARON, chercheurs du Laboratoire de Physique Théorique ont bien voulu me faire bénéficier des résultats de leurs travaux. Leurs conseils, leurs critiques ont joué un rôle déterminant dans l'élaboration du modèle théorique proposé.

Je tiens à remercier mes camarades du groupe qui se sont chargés de travaux d'intérêt collectif dont j'ai pu bénéficier :

Monsieur C. GERARDIN a constamment amélioré le dispositif de fabrication de cibles et de sources radioactives.

Madame I. LINCK a assuré le rôle de bibliothécaire et m'a communiqué de nombreuses références.

Monsieur R. SULTZ s'est occupé très activement du démarrage du Van de Graaff 3 MeV.

Monsieur M. WERY a consacré beaucoup de temps à la mise en route du calculateur 1800.

Je remercie également Messieurs RING, BUES, ingénieurs qui ont réalisé les interfaces et les programmes de décodage pour la lecture des bandes perforées.

Que tous les chercheurs qui m'ont permis d'utiliser leurs programmes de calcul trouvent ici l'expression de ma gratitude : Messieurs GERBER (P.C.), GONIDEC (P.R.E.N.), CAURIER (P.T.), GERARDIN (S.E.) KRAUS (S.E.) WERY (S.E.), WITTMER (S.E.)

Je ne voudrais pas oublier les personnes qui m'ont facilité ma première prise de contact avec les ordinateurs : Messieurs VOLMER et PERSIGNY m'ont appris avec beaucoup de patience à utiliser au mieux la CAB 500. Je les en remercie.

Messieurs LETOURNEL, ingénieur et l'équipe du Van de Graaff 5 MeV m'ont toujours réservé un accueil chaleureux et une aide efficace; Je leur en suis très reconnaissante.

Je tiens également à assurer de ma gratitude Monsieur OBERLIN, ingénieur et l'équipe du 3 MeV qui ont assuré avec soin la bonne marche de l'accélérateur.

Monsieur C. GERARD, ingénieur de la Société Intertextechnique nous a apporté une aide déterminante dans

la réalisation du dispositif d'enregistrement sur bande perforée.

Je voudrais souligner la patience et l'habileté qu'ont manifestées Mesdames GRESS et GUEDRON dans le fastidieux travail de dépouillement des spectres X-Y et le tracé des innombrables courbes cinématiques. Qu'elles trouvent ici l'expression de ma très profonde gratitude.

Les belles réalisations mécaniques de ce travail sont dues et Messieurs BECK et HABERER, mécaniciens du Laboratoire des Basses Energies. Messieurs NEHLIG et FISCHER, électroniciens, ont réalisé la plupart des dispositifs électroniques. Messieurs HEINTZ et FROMAGEAT ont effectué les dessins de ce travail avec soin et patience. Les photographies ont été réalisées par Messieurs STROHL et LISS.

Je remercie également Madame Th. BRUGGER pour les cibles qu'elle a fabriquées et l'aide qu'elle m'a apportée pour le dépouillement de certaines séries d'expériences.

Messieurs JUNIOT et A. HUBERT n'ont pas ménagé leur temps pour aplanir les difficultés matérielles et s'occuper de la reproduction de ce travail.

Madame I. MEYER a assuré la dactylographie avec dextérité et diligence. Je voudrais également mentionner l'aide que m'a apportée Madame F. OBERLE dans les cas d'urgence.

Enfin, je tiens à remercier Messieurs ATZENHOFFER et HUCK qui m'ont apporté leur aide pour résoudre certains problèmes de reproductions photographiques et de reliure.

A tous ceux que je viens de citer, ainsi qu'à ceux que j'aurais oublié sans le vouloir, j'exprime ma reconnaissance très sincère.

